



Etude de l'effet d'écrantage de couleur dans un plasma de quarks et de gluons sur les taux de production des quarkonia dans les collisions d'ions lourds auprès de l'expérience PHENIX.

Andry Rakotozafindrabe

► To cite this version:

Andry Rakotozafindrabe. Etude de l'effet d'écrantage de couleur dans un plasma de quarks et de gluons sur les taux de production des quarkonia dans les collisions d'ions lourds auprès de l'expérience PHENIX.. Physique [physics]. Ecole Polytechnique X, 2007. Français. NNT : . pastel-00003165

HAL Id: pastel-00003165

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00003165>

Submitted on 23 Jul 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE PRÉSENTÉE POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR EN SCIENCES DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Étude de la production du $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans les
collisions Cu + Cu à 200 GeV par paire de nucléons
dans l'expérience PHENIX

Andry M. RAKOTOZAFINDRABE

Thèse soutenue le 11 mai 2007

Membres du jury :

Alberto BALDISSERI	rapporteur
Hugues DELAGRANGE	rapporteur
Elena FERREIRO	
Frédéric FLEURET	directeur de thèse
Jean-François GRIVAZ	
Itzhak TSERRUYA	président du jury

Remerciements

Ce manuscrit ne matérialise pas seulement l’aboutissement des trois années de travail que j’ai effectuées au Laboratoire Leprince Ringuet. Il représente aussi une somme de nombreuses et diverses contributions, tant au niveau des ressources logistiques du laboratoire que de l’interaction et la collaboration avec mes collègues physiciens. Aussi je tiens à en remercier tous les membres, en particulier le directeur, Henri Videau, pour m’avoir accueillie au sein du laboratoire, ainsi que l’ensemble des groupes administratifs et informatiques. Je voudrais aussi témoigner de ma reconnaissance pour Patrice Hié, dont les qualités humaines vont au-delà de sa mission de responsable administratif. Il est pour le moins un personnage haut en couleur, mais qui a su me prêter une oreille attentive à un moment critique.

Mes plus chaleureux remerciements vont à mon directeur de thèse, Frédéric Fleuret. Ses conseils avisés, la qualité scientifique et pédagogique de nos discussions à multiples épisodes et rebondissements, sa disponibilité et ses encouragements m’ont permis de mener cette entreprise jusqu’à son terme.

C’est aussi avec grand plaisir que j’adresse mes vifs remerciements à l’ensemble des membres du groupe PHENIX du LLR : Ermias Atomssa, Olivier Drapier, Frédéric Fleuret, Raphaël Granier de Cassagnac, Michel Gonin, Albert Romana, Catherine Silvestre, Vi Nham Tram. L’excellence de l’environnement de travail est pour beaucoup due à la cohésion et au dynamisme intellectuel du groupe dans lequel je me suis sentie très vite intégrée. Ce manuscrit a beaucoup bénéficié de vos critiques, et aussi de celles de mon « parrain » Denis Bernard.

Je tiens aussi à remercier mes deux collègues de PHENIX, Hugo Pereira Da Costa et David Silvermyr, dont bien des résultats de la partie expérimentale de l’étude que je présente dans ce manuscrit sont nés de notre proche collaboration. C’est avec un égal plaisir que j’ai travaillé sur la phénoménologie avec Elena Ferreiro et Frédéric Fleuret.

J’aimerais aussi adresser un grand merci aux membres de mon jury pour avoir accepté d’en faire partie, en particulier : Itzhak Tserruya pour avoir accepté de présider le jury, mes rapporteurs Alberto Baldisseri et Hugues Delagrangé pour leur patience et leur relecture critique du manuscrit, Elena Ferreiro et Jean-François Grivaz pour leurs commentaires instructifs.

Enfin, je voudrais terminer ces remerciements par une note plus personnelle pour ma famille et mes amis. Je ne dirais jamais assez merci à mes chers parents qui m'ont soutenu de manière inconditionnelle et qui m'ont fait un grand plaisir en venant assister à ma soutenance. Un grand merci à ma cousine Lalaina et à mes amis qui ont su me distraire de mes soucis de thésard, Vi Nham, Ermias, Catherine, Thibault, Marianne et Nicolas dans le cercle des « jeunes » du laboratoire, mais aussi Emilie, Charlotte et Xavier pour nos causeries à bâtons rompus lors des trop rares déjeuners à Orsay.

Table des matières

Remerciements	i
Table des matières	iii
Introduction générale	ix
I Introduction	1
I.1 Le plasma de quarks et de gluons (QGP) : autour de la prédiction théorique	1
I.1.1 Caractéristiques de l'interaction forte : confinement et liberté asymptotique	1
I.1.2 De la liberté asymptotique au QGP	4
I.1.3 Principe de la QCD sur réseau	5
I.1.4 Déroulement de la transition de phase sur le réseau	7
I.1.5 Diagramme de phases de la matière hadronique : une cartographie mêlant théorie et expérience	9
I.2 Les collisions relativistes d'ions lourds	12
I.2.1 Une longue quête du QGP : rétrospectives et perspectives	12
I.2.2 Scénario d'une collision d'ions lourds	14
Géométrie de la collision	14
Observables globales	15
I.3 Le J/ψ comme sonde du milieu	23
II Production du J/ψ et effets nucléaires froids	27
II.1 Production du J/ψ	27
II.1.1 Spectroscopie du charmonium	27
II.1.2 Quantification des différents modes de production du J/ψ	28
Fraction de J/ψ issus de $\psi(2S) \rightarrow J/\psi X$	28
Fraction de J/ψ issus de $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi \gamma$	29
Fraction de J/ψ issus d'une production directe	31

II.1.3	Production du charmonium	32
II.1.3.1	Le théorème de factorisation	32
II.1.3.2	Quels partons pour former un charmonium ?	34
II.1.3.3	Des partons initiaux au charmonium	37
	Le modèle de singlet de couleur (CSM)	38
	L'approche de la QCD non-relativiste (NRQCD) : les mécanismes de singlet et d'octet de couleur au sein d'une théorie effective	40
	Le modèle d'évaporation de couleur (CEM)	41
	Confrontation des modèles aux données du Tevatron	43
II.1.4	Production du J/ψ aux énergies du RHIC : les résultats du Run 5 p + p à $\sqrt{s} = 200$ GeV	43
	Dépendance en rapidité de la section efficace différentielle	44
	Dépendance en impulsion transverse de la section efficace différentielle	44
	Section efficace totale	45
II.2	Effets nucléaires froids sur la production du J/ψ	45
II.2.1	Suppression du J/ψ due à l'absorption nucléaire	47
II.2.2	Effet du <i>shadowing</i> sur la production du J/ψ	47
	EKS <i>shadowing</i>	48
	CF <i>shadowing</i>	50
II.2.3	Les effets nucléaires froids au SPS	51
II.2.4	Les effets nucléaires froids évalués dans les collisions d + Au au RHIC	51
II.3	Conclusions	53
III	Dispositif expérimental et acquisition des données	57
III.1	Le collisionneur et les expériences à RHIC	57
III.2	Vue d'ensemble de PHENIX	59
III.3	Détecteurs globaux	60
III.3.1	Les calorimètres à zéro degré (ZDC)	63
III.3.2	Les compteurs d'interactions (BBC)	65
III.3.3	Détermination de la centralité	66
III.4	Spectromètres centraux	69
III.5	Spectromètres à muons	70
III.5.1	Le trajectrographe à muons (MuTr)	72
	Champ magnétique	72
	Structure	73
	Fonctionnement et performances	73
	Electronique de lecture	76
	Étalonnage	80
III.5.2	L'identificateur de muons (MuID)	80

Plans non instrumentés	80
Structure des plans de détection	82
Performances	83
Électronique de lecture	84
III.6 Système d'acquisition des données	87
IV Réduction, reconstruction des données et extraction du signal	89
IV.1 Sélection des données	89
IV.1.1 Filtrage <i>via</i> le système de déclenchement de niveau 1 associé au MuID	90
Description du MUIDLL1 : les critères requis	91
Algorithme du MUIDLL1 : recherche et validation de route	91
Problème matériel rencontré dans le bras Nord	95
IV.1.2 Filtrage <i>via</i> le système de déclenchement de niveau 2 associé au MuTr	95
Un prélude nécessaire : trouver des routes dans le MuID	95
Algorithme du MuTr-Lvl2 : recherche et validation de traces dans le MuTr	96
IV.1.3 Comparaison des performances du MUIDLL1 et du MuTr-Lvl2	97
Taux de rejet	97
Efficacité	98
IV.1.4 Critères de sélection des <i>runs</i>	100
Statut requis pour le MuID	100
Status requis pour le MuTr	100
IV.1.5 Nombre d'événements de biais minimum correspondants aux bons <i>runs</i>	102
IV.2 Reconstruction des données	103
IV.2.1 Principe de l'algorithme de reconstruction	103
IV.2.2 Description de l'algorithme de reconstruction	103
Recherche de routes dans le MuID	103
Recherche et reconstruction de traces dans le MuTr	104
Réassociation route-trace	107
IV.2.3 Résumé des critères intrinsèques à l'algorithme de reconstruction	107
IV.3 Extraction du signal	107
IV.3.1 Les coupures appliquées	108
Récapitulation des coupures dues aux systèmes de déclenchement	108
Cohérence avec les systèmes de déclenchement et coupures sur des quantités physiques	109
Coupures de qualité	110
IV.3.2 Soustraction du bruit de fond et extraction du nombre de J/ψ	111

Estimation du bruit de fond d'origine combinatoire	112
Extraction du nombre de J/ψ	116
IV.4 Conclusion	119
V Corrections d'acceptance \times efficacité	121
V.1 Introduction	121
V.1.1 Définition opérationnelle du produit <i>acceptance \times efficacité</i>	121
V.1.2 Les différentes contributions à $A\varepsilon_{J/\psi}^i$	122
V.1.3 De la nécessité de l' <i>embedding</i>	123
V.2 Les étapes nécessaires pour déterminer les corrections $A\varepsilon_{J/\psi}$	124
V.3 Reproductibilité et impact du MUIDLL1 sur les corrections $A\varepsilon_{J/\psi}$	125
V.3.1 Effet de la nouvelle cartographie pour le MUIDLL1	125
V.3.2 MUIDLL1 3/5 vs MUIDLL1 4/5	126
V.4 Évaluation de $A\varepsilon_{J/\psi}$ sur l'ensemble de la période de prise de données	128
V.4.1 Motivations	128
V.4.2 Mise en œuvre	128
La méthode	128
Quelques précautions à considérer	130
La réalisation	132
V.4.3 Tests et vérification de la validité de la méthode	133
Multiplicité vue par les bras muons durant le <i>Run 5</i>	133
Rapport $A\varepsilon_{réelle}/A\varepsilon_{prédite}$	133
V.4.4 Résultats minimum bias et discussion	140
Correction d'acceptance \times efficacité en fonction du <i>run</i>	140
Dispersion des corrections d'acceptance \times efficacité	140
Impact sur $A\varepsilon_{J/\psi}$ du nombre de FEM non-opérationnelles pour le MuTr	142
V.4.5 Erreur systématique liée à la méthode	147
V.4.6 Résultats : dépendance en centralité, p_T et rapidité	148
Dépendance en centralité	148
Dépendance en p_T	149
Dépendance en rapidité	153
V.5 Sources d'erreurs systématiques	156
V.6 Conclusion	159
VI Résultats et comparaison aux modèles	161
VI.1 Détermination du taux de production et du facteur de modification nucléaire du J/ψ	161
VI.1.1 Définitions	161
Expression invariante du taux différentiel de production de J/ψ	161
Facteur de modification nucléaire	162

VI.1.2	Récapitulation des sources d'erreurs	163
	Erreurs sur le taux différentiel de production de J/ψ	163
	Erreurs sur le facteur de modification nucléaire	165
VI.2	Résultats obtenus pour les collisions Cu + Cu	167
VI.2.1	Dépendance en centralité du taux de production de J/ψ	167
VI.2.2	Dépendance en centralité de la suppression du J/ψ	168
VI.3	Mise en relief des résultats dans le contexte expérimental actuel	169
VI.3.1	Dépendance en centralité de la suppression du J/ψ	169
	Comparaison à d + Au	169
	Influence de la taille du système	170
	Influence de la rapidité	172
	Comparaison aux résultats obtenus à plus basse énergie	173
VI.3.2	Dépendance en rapidité de la production de J/ψ	176
	Distribution du taux de production de J/ψ en fonction de la rapidité pour différents N_{part}	176
	Facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction de la rapidité pour différents N_{part}	177
VI.3.3	Dépendance en impulsion transverse de la production de J/ψ	181
	Distribution invariante du p_T des J/ψ pour différentes tranches de centralité	181
	Évolution du $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ en fonction de N_{part} ou de N_{coll}	182
	R_{AA} en fonction de p_T pour différents N_{part}	184
VI.4	Comparaison aux modèles	186
VI.4.1	Effets nucléaires froids au RHIC	186
VI.4.1.1	Effets froids dans les collisions Cu + Cu	186
VI.4.1.2	Effets froids dans les collisions Au + Au et Cu + Cu	186
VI.4.1.3	Comparaison de la fraction d'effets froids à mi- rapidité et à rapidité avant	186
VI.4.1.4	Les effets froids comme nouvelle référence	189
VI.4.2	Comparaison des effets nucléaires froids au RHIC et au SPS	189
VI.4.3	Au-delà des effets froids	191
VI.4.3.1	Modèles en accord avec les données du SPS	193
	Dissociation due à l'interaction avec des co-voyageurs	193
	Dissociation due à des gluons thermiques durs	195
VI.4.3.2	De la recombinaison à RHIC ?	199
	Principe et signatures de la recombinaison	199
	Tester la recombinaison	201
VI.4.3.3	Retour aux sources : la dissociation séquentielle des <i>charmonia</i>	204
	L'idée	204
	Probabilité de survie du J/ψ : du SPS au RHIC	206
VI.5	Conclusion	207

VII Conclusion générale	211
Appendices	213
A Modèle de Glauber, N_{part} et N_{coll}	215
A.1 Description du modèle de Glauber	215
A.2 Valeurs de $\langle N_{coll} \rangle$, $\langle N_{part} \rangle$ et $\langle b \rangle$ en Cu + Cu et Au + Au	217
B Corrections d'acceptance \times efficacité : études menées avec le run de référence	219
B.1 Mise en œuvre	219
B.1.1 Obtention du bruit de fond réaliste	220
B.1.2 Génération de J/ψ Monte Carlo	221
B.1.3 Réponse des bras muons et insertion des J/ψ Monte Carlo dans des données réelles	222
B.1.4 Décision des systèmes de déclenchement et reconstruction	224
B.1.5 Évaluation de l'acceptance \times efficacité	227
B.2 Effet des efficacités finales pour les tubes du MuID	227
B.3 Résultats	229
C Valeurs tabulées de $A\varepsilon_{J/\psi}$ moyennées sur tout le Run 5 Cu + Cu	233
C.1 Dépendance en impulsion transverse	233
C.2 Dépendance en rapidité	234
D Modélisation des effets nucléaires froids	237
D.1 Création d'un J/ψ	238
D.2 Production effective d'un J/ψ	238
D.2.1 Principe de la méthode	239
D.2.2 Prise en compte des effets de <i>shadowing</i>	239
Table des figures	241
Liste des tableaux	249
Bibliographie	251

Introduction générale

Les premières conjectures sur l'existence du plasma de quarks et de gluons (QGP) datent du milieu des années soixante-dix. Quasiment la même année sont formulées celles qui mentionnent que les collisions d'ions lourds relativistes devraient permettre d'atteindre cette région du diagramme de phases de la chromodynamique quantique. Depuis, de constants efforts ont mené à la construction d'accélérateurs (expériences sur cible fixe) puis de collisionneurs d'ions lourds disposant d'une énergie dans le centre de masse de plus en plus élevée. Parmi ces derniers, citons en particulier le SPS (CERN) atteignant 17 GeV par paire de nucléons, le RHIC (BNL¹) qui peut réaliser des collisions entre 20 et 200 GeV, et dans un futur proche le LHC (CERN) où les collisions Pb + Pb sont prévues à 5,5 TeV. Dans l'idée d'une étude systématique de la transition et du QGP lui-même, plusieurs espèces ont été utilisées pour les collisions, notamment au collisionneur RHIC qui a été spécialement construit dans cette optique. Les collisions Cu + Cu à 200 GeV par paire de nucléons réalisées en 2005 au RHIC s'inscrivent ainsi dans ce schéma.

Une des signatures proposées de longue date pour caractériser la production du QGP est la modification du taux de production du J/ψ , cet effet se superposant alors aux effets nucléaires froids, déterminés dans les collisions p + noyau où le QGP ne peut être produit. L'expérience NA50 (SPS) a ainsi vu une suppression du J/ψ au-delà des effets nucléaires froids attendus dans les collisions Pb + Pb les plus frontales. Ces résultats ont été confirmés récemment dans les collisions In + In par l'expérience NA60 (SPS). Les expériences installées au RHIC (notamment STAR et PHENIX) prennent le relais des expériences menées au SPS afin de mener à plus haute énergie des études similaires sur le J/ψ .

PHENIX peut détecter le J/ψ à rapidité centrale $|y| < 0.35$ (via le canal électronique) comme à grande rapidité $1.2 < |y| < 2.2$ (via le canal muonique). De récents résultats portent sur la mesure de la production du J/ψ dans les collisions Au + Au à 200 GeV par paire de nucléons. Dans les deux domaines en rapidité, à suffisamment grand nombre N_{part} de nucléons participants par collision d'ions, la suppression observée va au-delà des effets nucléaires froids extrapolés depuis les mesures faites

¹Brookhaven National Laboratory

en d + Au. Curieusement, pour $N_{part} > 100$, la suppression à grande rapidité est significativement plus importante que celle vue à rapidité centrale, à l'inverse des prédictions des modèles.

Les données Cu + Cu bénéficient d'une statistique importante (plus de deux fois le nombre de J/ψ comptés en Au + Au). Elles permettent d'accroître la précision des mesures sur le taux de production du J/ψ dans les régions en N_{part} où les données Cu + Cu et Au + Au se superposent, notamment dans la région où la suppression au-delà des effets froids débute et où la différence de suppression entre les mesures faites dans les deux domaines de rapidité s'amorce.

Cette thèse porte sur la mesure de la production du J/ψ dans les collisions Cu + Cu à 200 GeV par paire de nucléons via son canal de désintégration en deux muons. Elle a été effectuée au sein de la collaboration PHENIX et a exploité les données acquises en 2005 auprès du collisionneur RHIC. Elle s'articule comme suit :

- Dans un premier chapitre, nous introduisons le contexte théorique de l'étude du plasma de quarks et de gluons ainsi que sa production dans les collisions d'ions lourds relativistes.
- Dans le deuxième chapitre, nous abordons plus précisément la production du J/ψ , à la fois dans le cadre des collisions proton-proton et dans celui plus spécifique des collisions d'ions légers où un plasma de quarks et de gluons ne peut être créé.
- La troisième partie est consacrée à la description du dispositif expérimental et à l'acquisition des données. Nous y abordons plus particulièrement, la structure, le fonctionnement et les performances, d'une part des détecteurs destinés à mesurer la centralité de la collision et, d'autre part, des spectromètres à muons.
- Le quatrième chapitre porte sur la réduction et la reconstruction des données ainsi que sur l'extraction du signal. Il décrit les performances des systèmes de déclenchement et détaille les coupures appliquées lors de l'analyse ainsi que les méthodes d'extraction du signal.
- Dans un cinquième chapitre, nous présentons la méthode que nous avons développée et qui est utilisée pour déterminer les corrections d'*acceptance* \times efficacité qui permettent d'extraire la production du J/ψ ainsi que les sources d'erreurs systématiques associées.
- Enfin, dans le dernier chapitre, nous présentons les résultats de cette analyse et les comparons avec les résultats précédemment obtenus à plus basse énergie, ainsi qu'avec différents modèles théoriques.

I

Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons quelques aspects théoriques liés au plasma de quarks et de gluons (QGP) et discutons des principes de la QCD sur réseau. Dans un deuxième temps, nous traitons de la production du QGP dans les collisions d'ions lourds relativistes et d'une des signatures qui peuvent être étudiées dans ce contexte : la production du J/ψ .

I.1 Le plasma de quarks et de gluons (QGP) : autour de la prédiction théorique

I.1.1 Caractéristiques de l'interaction forte : confinement et liberté asymptotique

La théorie de l'interaction forte, la chromodynamique quantique (QCD) [1, 2], décrit les interactions entre porteurs de charge de couleur : les quarks et les gluons. Cependant, ceux-ci n'ont jamais été directement observés expérimentalement. Les particules qui sont détectées sont toujours des assemblages de quarks et de gluons : les hadrons.

L'image d'un hadron dépend de l'échelle d'énergie (et donc de distance) de la sonde employée (un photon virtuel dans le cas de la diffusion $e + p$). Pour une impulsion portée par la sonde inférieure ou de l'ordre du GeV/c (ce qui équivaut à une résolution supérieure ou de l'ordre du fm), nous observons que les nombres quantiques d'un hadron sont portés par deux ou trois quarks de valence, selon qu'il s'agit d'un méson de spin entier ou d'un baryon de spin demi-entier (un quark a un spin 1/2 et une charge électrique fractionnaire). Cette identification, connue sous le nom du « modèle des quarks » [3, 4, 5], est le résultat d'une classification méthodique de la profusion de mésons et de baryons répertoriés par groupe de spin J et de parité π donnée, i.e en multiplet. La nécessité de la couleur comme degré de liberté supplémentaire est apparue dans le cadre de ce modèle. Citons l'exemple du baryon $\Delta^{++}(uuu)$, appartenant au décuplet $J^\pi = 3/2^+$: les spins des trois quarks sont alignés ($\uparrow\uparrow\uparrow$) et leur moment angulaire relatif est nul. Le principe de Pauli reste valide si les trois quarks ont chacun une couleur différente. Suivant l'analogie optique, l'associa-

tion des trois couleurs (primaires) conduit à un baryon blanc, dans le volume duquel les quarks (et les gluons) colorés sont confinés puisqu'ils ne peuvent être observés de manière isolée. Ainsi la notion de couleur conduit-elle à celle de confinement.

Dans le langage plus moderne de la QCD, le confinement est le résultat du fait que les gluons, médiateurs de l'interaction entre les quarks, sont eux aussi porteurs de couleur (à l'inverse du photon médiateur de l'interaction électromagnétique qui, lui, ne porte pas de charge électrique). En plus des interactions quark–quark, nous avons donc des interactions gluon–gluon. En conséquence, la polarisation du vide¹ de la QCD fait intervenir :

- un effet d'écran où la charge de couleur d'un quark est amoindrie par son cortège de paires de quark-antiquark virtuelles (tout comme la charge nue d'un électron est amoindrie par les paires $e^+ - e^-$ virtuelles qui l'entourent) ;
- un effet d'anti-écran dû aux gluons virtuels entourant ce même quark, ces gluons augmentant la charge de couleur vue dans un rayon de plus en plus grand autour de ce quark.

Ces deux effets jouent en sens inverse, mais c'est l'effet d'anti-écran des gluons qui est dominant. Or l'intensité de l'interaction forte est fonction de la charge g de couleur vue à une distance donnée. Cette intensité est décrite par la constante de couplage $\alpha_s = g^2/4\pi$. Par conséquent, α_s croît avec la distance, de sorte qu'il est impossible de séparer les quarks constitutifs d'un hadron (confinement).

La physique à courte distance est explorée lorsque le transfert d'impulsion Q effectué en diffusion profondément inélastique [6] $e + p$ est tel que $Q \gg 1 \text{ GeV}/c$ (processus « dur »). À cette échelle, la constante de couplage est petite devant l'unité : les quarks et les gluons sont quasiment libres (liberté asymptotique). Leur comportement est dit partonique, en référence au modèle des partons [7, 8] qui décrit les constituants des hadrons comme des objets ponctuels, libres (l'échelle de temps $\sim 1/Q$ caractéristique du photon virtuel utilisé comme sonde étant très petite devant l'échelle de temps $\sim 1/M_p$ caractéristique de l'interaction forte entre les partons au sein du proton).

Ainsi, la constante de couplage de l'interaction forte évolue avec l'échelle d'énergie. Les caractéristiques de cette dépendance sont prédites par la QCD et ont été mesurées expérimentalement avec précision. Ceci est illustré par la Fig. I.1. Explicitement, à l'ordre le plus bas en $\ln(Q^2/\mu_0^2)$, l'équation suivante [6] permet d'évaluer α_s à une échelle d'énergie Q connaissant sa valeur à une autre échelle d'énergie μ_0 :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu_0^2)}{1 + \alpha_s(\mu_0^2)\beta_0 \ln \frac{Q^2}{\mu_0^2}} \quad (\text{I.1})$$

avec

$$\beta_0 = \frac{11N_c - 2N_f}{12\pi} \quad (\text{I.2})$$

¹Le vide est l'état fondamental de la théorie. Cet état est loin d'être « vide » : le principe d'incertitude de la mécanique quantique implique que des paires (virtuelles) de particule-antiparticule peuvent y être présentes sur une période de temps inversement proportionnelle à leur énergie.

où $N_c = 3$ est le nombre de couleurs et N_f est le nombre de saveurs de quarks actifs à l'échelle d'énergie Q .

Les équations (I.1) et (I.2) permettent d'énoncer les conditions nécessaires à l'existence de la liberté asymptotique : $\alpha_s(Q^2) \ll 1$ lorsque $Q^2 \gg \mu_0^2$ et $\beta_0 > 0$ autrement dit lorsque $N_f < \frac{11}{2}N_c$. Notons que le terme en N_c est associé aux termes dits « non-abéliens » i.e. associés aux couplages entre les médiateurs de l'interaction (couplage à trois gluons). Ainsi, la liberté asymptotique est acquise dès lors que le terme dû aux gluons est supérieur au terme dû aux quarks. En fait, la liberté asymptotique a été rigoureusement démontrée [9, 10, 11] comme une propriété qui découle du caractère non-abélien d'une théorie des champs, en l'occurrence la QCD.

L'équation (I.1) est la forme à laquelle se réduit α_s dans la région perturbative (où α_s est petite devant l'unité). Il n'empêche que, bien au-delà de cette région, elle modélise (grossièrement) le confinement puisque α_s est supérieure à l'unité pour des petites valeurs de Q^2 .

Si nous posons

$$\Lambda^2 = \frac{\mu_0^2}{\exp\left(\frac{1}{\beta_0\alpha(\mu_0^2)}\right)} \quad (\text{I.3})$$

alors le paramètre dimensionné Λ permet de réécrire l'équation (I.1) sous la forme suivante :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (\text{I.4})$$

qui est la paramétrisation de α_s la plus usitée. De cette manière, le paramètre Λ est identifié à l'échelle d'énergie Q lorsque $\alpha_s(Q^2) \rightarrow \infty$; plus encore, Λ est l'échelle d'énergie naturelle qui sépare le domaine perturbatif (interactions à courte distance) où $Q \gg \Lambda$ et le domaine non-perturbatif (interactions à longue distance) qui commence à $Q \sim \Lambda$. Notons que Λ dépend du nombre de saveurs de quark actives et du schéma de renormalisation² utilisé. Une fois connue la valeur de $\alpha_s(\mu_0)$ à l'échelle d'énergie particulière μ_0 :

- la valeur de Λ être calculée selon l'équation (I.3) ;
- $\alpha_s(Q^2)$ peut être évaluée à une autre échelle d'énergie Q^2 .

Expérimentalement [6], la valeur actuelle de $\alpha_s(\mu_0)$ mesurée à la masse du Z^0 :

$$\alpha_s(M_{Z^0}) = 0,1189 \pm 0,0010 \quad (\text{I.5})$$

²Si les paramètres « nus », tels que la masse nue ou un couplage nu au vertex, sont utilisés dans le Lagrangien de la théorie, cela revient à supposer que la théorie est valable à des distances infiniment petites, ou de manière équivalente à des énergies arbitrairement grandes. Dans ce cas, des divergences dites ultraviolettes apparaissent dans les coefficients du développement perturbatif. Dans l'idée, la renormalisation consiste à introduire une borne inférieure pour la distance à laquelle est considérée la masse ou le couplage, de sorte que les nouveaux paramètres (qualifiés de renormalisés) « absorbent » les divergences.

ce qui implique que dans le schéma standard de renormalisation (noté \overline{MS} , et pour un nombre de saveurs de quarks $N_f = 5$ [12] :

$$\Lambda_{QCD} \equiv \Lambda_{\overline{MS}}^{N_f=5} = 210_{-30}^{+34} \text{ MeV} \quad (\text{I.6})$$

autrement dit $\Lambda_{QCD}^{-1} \sim 1 \text{ fm}$.

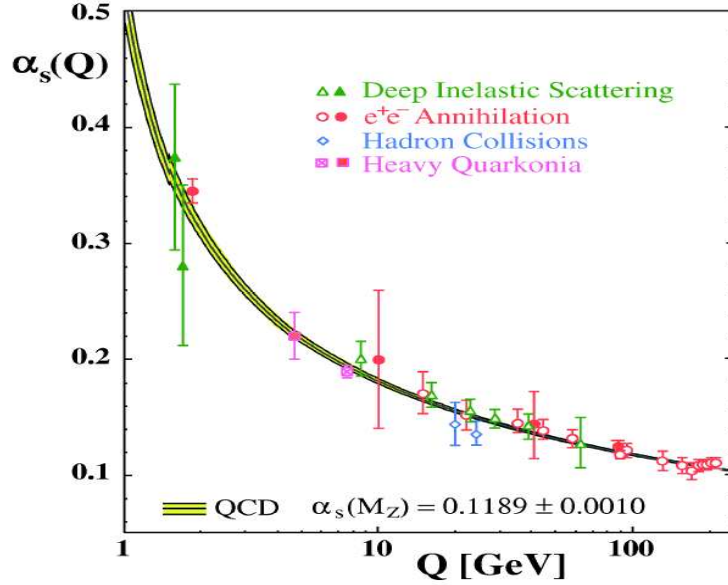


FIG. I.1: Évolution de la constante de couplage α_s de l'interaction forte en fonction de l'échelle d'énergie. Les points identifient les valeurs expérimentalement mesurées. Les courbes indiquent les valeurs prédites par la QCD en prenant en compte la valeur actuelle de $\alpha_s(M_Z)$ (déterminée comme une moyenne de toutes les valeurs expérimentales disponibles) et l'erreur associée. La figure est extraite de [6] et résume le statut des connaissances sur α_s en 2006.

I.1.2 De la liberté asymptotique au QGP

Historiquement [13], la liberté asymptotique conduit à supputer sur l'état de la matière hadronique ultra-dense au coeur des étoiles à neutrons (ou ultra-chaude quelques μs après le *Big Bang*), la densité estimée y étant très supérieure à la densité nucléaire ($\rho_0 \simeq \frac{1}{6} \text{ nucléon/fm}^3$). À de telles densités, plusieurs hadrons se chevauchent dans le volume hadronique typique et perdent ainsi leur individualité. Il devient impossible de définir une paire donnée de quark-antiquark ou un triplet donné de quarks comme un hadron spécifique : un volume hadronique contient de nombreux autres quarks partenaires possibles (cf figure I.2). La distance inter-quark étant toujours inférieure à la taille typique d'un hadron, nous sommes dans le régime de la liberté asymptotique : les charges de couleurs sont déconfinées et peuvent se mouvoir librement, sur des distances bien supérieures à la taille d'un hadron. Cette

nouvelle phase de la matière hadronique est dénommée « plasma de quarks et de gluons » (QGP). Notons que, dans cette première conjecture, la liberté asymptotique ($\alpha_s \ll 1$) implique que le QGP soit le siège de peu d'interactions, à la manière du gaz parfait (QGP idéal). L'existence de cet état induit une transition de phase faisant passer la matière hadronique ordinaire au QGP, cette transition de phase étant caractérisée par une température T_c et une densité d'énergie ε_c critiques. Celles-ci sont évaluées par les méthodes numériques de la QCD sur réseau à $T_c = 173 \pm 15 \text{ MeV}$ ³ et $\varepsilon_c = 0.7 \pm 0.3 \text{ GeV}/fm^3$ [15] (en comparaison, $\varepsilon_0 \simeq 0.17 \text{ GeV}/fm^3$ pour la matière nucléaire). En effet, les température et densité d'énergie critiques ne peuvent être déterminées théoriquement à partir des principes premiers de la QCD, car la transition a lieu dans le régime non-perturbatif de l'interaction forte. Aussi l'investigation numérique, par la QCD sur réseau, est-elle non seulement un outil mais un champ de recherche tout entier. Expérimentalement, les collisions d'ions lourds relativistes devraient permettre d'atteindre ces régions de très hautes températures et d'explorer les régions au-delà de la transition de phase.

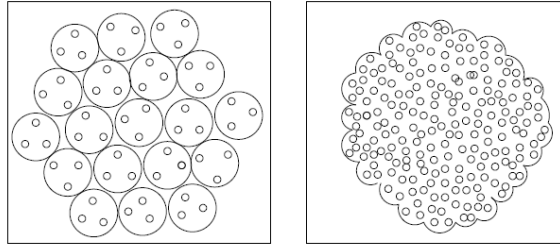


FIG. 1.2: Vue schématique de la matière hadronique selon sa densité. Lorsque la densité est égale à la densité nucléaire ρ_0 habituelle (à gauche), cette matière est formée par une collection de hadrons (ici des nucléons) formés de trois quarks et bien individualisés ; ceci n'est plus le cas à une densité bien supérieure à ρ_0 (à droite) où l'on se retrouve avec une « soupe » de quarks (et de gluons).

I.1.3 Principe de la QCD sur réseau

Dans le régime non-perturbatif de la QCD, l'équation d'état de la matière hadronique est dominée par les interactions/corrélations à longue distance. La QCD sur réseau permet d'investiguer cette équation d'état *via* la détermination de diverses quantités thermodynamiques, elles-mêmes obtenues grâce à la fonction de partition. Cette dernière dépend du volume V , de la température T et d'un ensemble de potentiels chimiques μ_f liés au nombre de quarks de saveur f , et est donnée par [15, 16] :

$$Z(V, T, \mu_f) = \int dA d\bar{\Psi} d\Psi e^{-S_E(A, \bar{\Psi}, \Psi, V, T, \mu_f)} \quad (\text{I.7})$$

³Celle-ci a récemment été revue à la hausse (+10%) tout en bénéficiant d'erreurs statistique et systématique plus faible, cf [14]. La méthode employée étant innovante, le résultat est en attente de confirmation.

où A et $\bar{\Psi}, \Psi$ sont les champs correspondants respectivement aux gluons et aux quarks, S_E est l'action obtenue en intégrant la densité d'action du Lagrangien de la QCD dans l'espace-temps rendu euclidien⁴.

L'espace-temps est discrétisé. Les calculs se font sur un volume fini, de côté suffisamment grand pour contenir un hadron (plus de 3 fm), et de maille d'une taille a suffisamment petite⁵ (environ 0,2 fm) pour pouvoir mener des calculs analytiques (la longueur de la maille doit être dans le domaine de la QCD perturbative). La taille d'un réseau est donnée par le nombre de noeuds spatio-temporels $N_s^3 N_t$ espacés de a . Dans ce cas, le volume physique et la température sont liés à la taille du réseau selon les expressions suivantes :

$$V = (N_s a)^3 \quad T = \frac{1}{N_t a} \quad (\text{I.8})$$

L'action S_E est la somme d'un terme S_g uniquement relatif aux interactions entre les gluons, et d'un terme fermionique S_f . L'action S_g ne dépend que d'un paramètre, la constante de couplage g , alors que S_f dépend des masses m_f des quarks et des potentiels chimiques μ_f . Ces derniers sont équivalents au potentiel chimique baryonique ($\mu_B = 3\mu_f$). Les quarks peuvent être statiques⁶ (infiniment lourds) ou dynamiques (avec une masse réaliste).

Le calcul de la fonction de partition est effectué par Monte-Carlo : dans l'hypothèse où $\mu_B = 0$, l'action S_E est réelle et positive, ce qui permet de n'échantillonner que les configurations des champs de gluons et de quarks qui contribuent de manière significative, i.e. qui ne sont pas supprimés en e^{-S_E} . Dans le cas où $\mu_B \neq 0$, l'action S_E devient complexe. Aussi devient-il difficile de connaître et de choisir les configurations dominantes. Ceci rend caduque l'emploi des méthodes Monte-Carlo de calcul d'intégrale pour avoir accès à la région $\mu_B \neq 0$ avec la QCD sur réseau. Dans le but de contourner ce problème, des méthodes alternatives sont en cours de développement : par exemple, l'une d'entre elles consiste à calculer les dérivées de la quantité thermodynamique recherchée à $\mu_B = 0$, puis à les utiliser pour construire la série de Taylor en puissances de μ_B de la quantité thermodynamique en question [17, 18]. Ceci permet de connaître l'évolution de l'équation d'état pour des valeurs non nulles mais petites de μ_B . L'intérêt est notamment de pouvoir déterminer l'ordre de la transition de phase qui fait passer la matière hadronique ordinaire au QGP dans le cas des collisions relativistes d'ions, telles qu'elles ont lieu typiquement au collisionneur RHIC où $\mu_u = \mu_d \simeq 15$ MeV [17].

La pression p , la densité d'énergie ε , la densité d'entropie s et la vitesse du « son » c_s sont déterminées à partir de la fonction de partition :

⁴Ceci est effectué en transformant la composante temporelle x_0 en temps purement imaginaire $\tau = ix_0$. Ainsi, l'espace minkowskien, où sont définis à l'origine les champs A , $\bar{\Psi}$ et Ψ , devient-il euclidien.

⁵L'erreur due à la discrétisation est d'autant plus faible que la taille a de la maille tend vers zéro. Mais là encore, le temps de calcul devient très vite prohibitif avec la finesse de la maille (il croît en a^{-13}), aussi prend-on en général une maille de taille finie.

⁶Le temps de calcul augmente très vite à mesure que la masse des quarks diminue. C'est pourquoi nombre de résultats de QCD sur réseau sont obtenus avec des masses non-physiques de quarks.

$$\frac{p}{T^4} = \frac{1}{VT^3} \ln Z \quad (\text{I.9})$$

$$\frac{\varepsilon - 3p}{T^4} = T \frac{d}{dT} \left(\frac{p}{T^4} \right)_{|\mu_f/T \text{ fixé}} \quad (\text{I.10})$$

$$s = (\varepsilon + p)T \quad (\text{I.11})$$

$$c_s^2 = \frac{dp}{d\varepsilon} \quad (\text{I.12})$$

I.1.4 Déroulement de la transition de phase sur le réseau

La transition du gaz hadronique vers le QGP se caractérise par un changement important du nombre de degrés de liberté N_{dof} : à $T \rightarrow 0$, pour un gaz de pions $N_{dof} = 3$ (pour π^0, π^\pm) ; à $T \rightarrow \infty$, pour le QGP, les degrés de liberté des gluons et des quarks⁷ interviennent (dans le cas de deux saveurs de quarks, $N_{dof} = 16+21$). Les propriétés thermodynamiques du milieu, telles que la densité d'énergie, la pression et l'entropie, sont en première approximation proportionnelles au nombre de degrés de liberté. En conséquence, autour de la température critique T_c de transition de phase, une augmentation importante et brutale de la densité d'énergie ε doit avoir lieu. Ceci est confirmé par les résultats obtenus par la QCD sur réseau. Ceux-ci sont illustrés par la figure I.3 : ε/T^4 gagne environ un ordre de grandeur sur un petit intervalle de 10 – 20 MeV autour de T_c . Notons que la densité d'énergie atteinte pour des températures autour de $4T_c$ reste inférieure (d'environ 20%) à la densité d'énergie prévue pour un QGP idéal, qui constitue le cas limite d'un plasma à très haute température, où la liberté asymptotique impose qu'il y ait peu d'interaction entre les constituants. Pour la région immédiatement au-dessus de T_c le plasma est au contraire fortement couplé et est dénommé sQGP pour *strongly interacting QGP*. Ainsi, des corrélations à longue distance (de type non-perturbatif) subsistent dans le sQGP.

Le confinement peut aussi être modélisé par le potentiel V liant une paire de quarks statiques (donc supposés infiniment lourds) $q\bar{q}$ en fonction de la distance r qui les sépare et de la température T du « bain » (de quarks et de gluons) dans lequel ils sont plongés. À température nulle, ce potentiel s'écrit [19] :

$$V(r, T = 0) = \sigma r - \frac{\alpha_s}{r} \quad (\text{I.13})$$

où $\sigma \simeq 0,2 \text{ GeV}^2$ est la tension de la corde liant la paire $q\bar{q}$ et $\alpha_s \simeq \pi/12$ est la constante de couplage de l'interaction.

Le deuxième terme du potentiel est dû à la présence de source de couleur : c'est l'analogue QCD du potentiel coulombien. Le premier terme, quant à lui, permet de

⁷Nous avons :

- pour les gluons, 8 couleurs \times 2 états d'hélicité ;
- pour les quarks, $(7/8) \times 2$ saveurs \times 2 états de spin \times 3 états de conjugaison de charge \times 3 couleurs.

Le facteur 7/8 provient de la différence de statistique (Fermi ou Bose-Einstein) entre quarks et gluons.

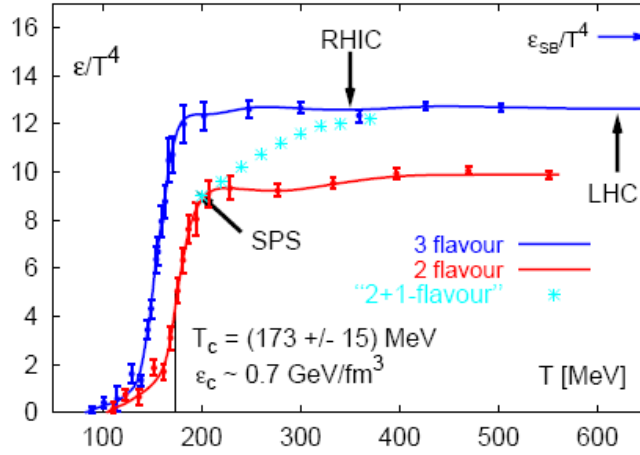


FIG. I.3: Densité d'énergie ε/T^4 en fonction de la température T selon les saveurs de quarks prises en compte (2 ou 3 saveurs légères, ou 2 saveurs légères + 1 saveur lourde). Il s'agit de résultats de la QCD sur réseau [15]. La flèche annotée ε_{SB}/T^4 indique la limite de Stefan-Boltzmann (GQP idéal, sans interaction entre les constituants). Les densités d'énergie que devraient atteindre les différents accélérateurs/collisionneurs (SPS, RHIC et LHC) dans les premiers instants qui suivent la collision sont également indiquées.

rendre le potentiel confinant et domine à grande distance : puisque le potentiel croît de manière proportionnelle à σ avec la distance séparant la paire $q\bar{q}$, il faudrait une énergie infinie pour les séparer, accumulée dans la tension de la « corde » liant la paire de quarks. La corde finit par se rompre dès qu'il est énergétiquement plus favorable de créer une nouvelle paire $q\bar{q}$.

Ce potentiel, de portée infinie, autorise l'existence de plusieurs états liés de la paire $q\bar{q}$ (correspondant à l'état fondamental et aux états excités). La distance r_0 séparant l'état lié $q\bar{q}$ définit la taille du hadron.

À température suffisamment élevée $T > T_c$, lorsque le bain thermique est constitué de nombreuses charges de couleur, il induit une modification du potentiel [19] :

$$V(r, T) = \sigma r \left\{ \frac{1 - e^{-\mu r}}{\mu r} \right\} - \frac{\alpha_s}{r} e^{-\mu r} \quad (\text{I.14})$$

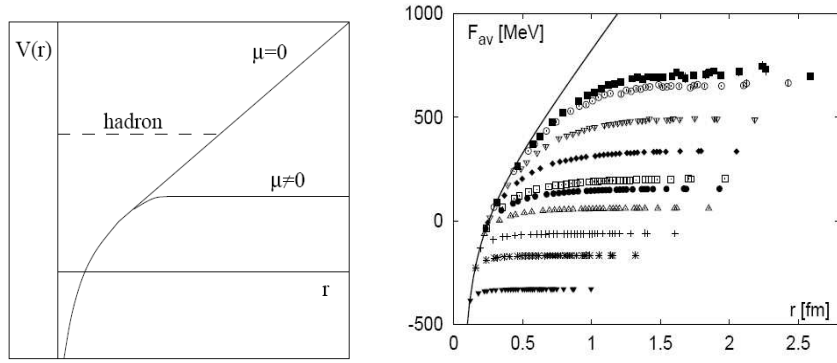
Notons que la tension de la corde, la masse μ et la constante de couplage dépendent toutes de la température.

Comme $\mu \rightarrow 0$ lorsque $T \rightarrow 0$, l'équation I.14 retrouve la forme I.13 à température nulle. À $T \rightarrow \infty$, la liberté asymptotique a pour conséquence $\alpha_s \rightarrow 0$.

D'autre part, σ diminue lorsque la température augmente ; le déconfinement implique $\sigma(T) = 0$ pour $T > T_c$. Ainsi, lorsque le QGP est atteint, il ne subsiste que le terme coulombien écranté du potentiel. $\mu(T)$ dénote l'inverse du rayon de Debye $r_D(T) = 1/\mu(T)$ auquel est réduite la portée de ce potentiel écranté : chaque quark

de la paire $q\bar{q}$ est environné par un grand nombre d'autres charges de couleur, ce qui a pour effet de diminuer, avec la distance, la charge de couleur effective du quark q telle qu'elle est vue par l'autre (anti-)quark \bar{q} de la paire. En conséquence, le potentiel écranté est de portée finie. De plus en plus de charges de couleur étant présentes lorsque la température augmente, la portée r_D diminue avec la température : les calculs perturbatifs suggèrent que $\mu(T) \propto g(T)T$ [20]. Si $r_D(T) < r_0$, alors l'état lié $q\bar{q}$ n'existe plus à cette température T : il est dissocié par écrantage de couleur. La figure I.4(a) représente de manière schématique le potentiel écranté comparé au potentiel à $T = 0$. Ainsi, le hadron lié à $T = 0$ ne l'est plus à la température T .

La QCD sur réseau permet de calculer l'évolution de l'énergie libre F de la paire $q\bar{q}$ en fonction de la température. La contribution de l'entropie est négligée, de sorte que $F(r, T) = V(r, T) - TS \simeq V(r, T)$. Les résultats obtenus peuvent être visualisés sur la figure I.4(b).



(a) Évolution du potentiel $V(r)$ liant une paire $q\bar{q}$ selon la distance r qui les sépare, à température nulle ($\mu = 0$) et à température $T > T_c$ ($\mu \neq 0$) [21].

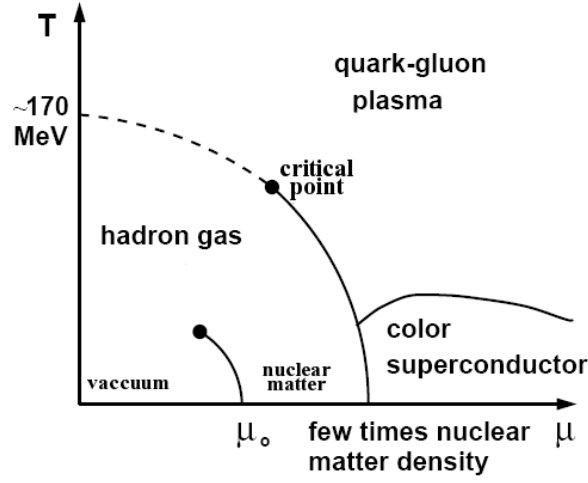
(b) Évolution selon différentes températures (en unité de T_c) de l'énergie libre (moyennée sur la couleur) d'une paire $q\bar{q}$, les (anti)-quarks étant séparés d'une distance r (en fm). Résultats de la QCD sur réseau extraits de [22].

FIG. I.4: Écrantage de couleur du potentiel inter-quark.

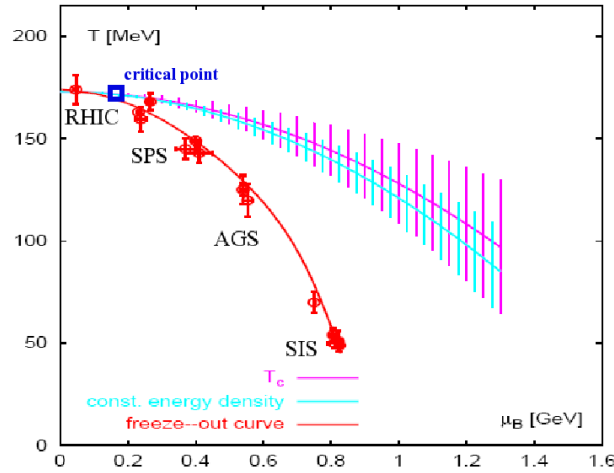
I.1.5 Diagramme de phases de la matière hadronique : une cartographie mêlant théorie et expérience

Les différentes phases⁸ de la matière hadronique sont résumées dans le plan (T, μ_B) par le diagramme I.5(a). Celui-ci représente la conception contemporaine du diagramme de phases de la matière hadronique.

⁸Rappelons qu'une transition de phase du premier ordre est une transition pour laquelle une des dérivées premières du logarithme de la fonction de partition présente une discontinuité. La transition est du second ordre lorsque les dérivées premières sont toutes continues, mais qu'une au moins des dérivées secondes ne l'est pas ou présente une divergence. Dans les autres cas, la transition est dite continue (*crossover*) par opposition aux transitions du premier et du deuxième ordre.



(a) Diagramme de phases schématique de la QCD dans le plan (T, μ_B) . μ_0 est le potentiel baryonique de la matière nucléaire. Se référer au texte pour plus de détails.



(b) Zoom sur la partie gauche du diagramme de phase. Figure extraite de [23] et montrant la comparaison de la courbe $T = f(\mu_B)$ correspondant au *freeze-out* chimique (déterminé par un ajustement sur des données expérimentales) à la courbe séparant les phases confinées et déconfinées de la matière hadronique (la courbe du haut est déterminée à partir de modèles qui extrapolent à $\mu_B \neq 0$ les résultats de la QCD sur réseau obtenus à $\mu_B = 0$; celle du bas est le lieu des points pour lesquels la densité d'énergie est constante et égale à celle en $\mu_B = 0$). Les paramètres T et μ_B du *freeze-out* chimique sont ceux du modèle statistique qui permettent de reproduire les rapports d'abondance de particules mesurés à divers $\sqrt{s_{NN}}$, i.e. 2 GeV (SIS), 5 GeV (AGS), 9 et 17 GeV (SPS) et 130 GeV (RHIC). Les coordonnées du point critique représenté sont issues de [18, 24].

FIG. I.5: Diagramme de phases de la matière hadronique et exploration réalisée par les différents collisionneurs/accélérateurs d'ions lourds.

Partons du vide de la QCD à température et potentiel baryonique nuls. À basse température, lorsque nous faisons croître le potentiel baryonique, nous passons successivement du vide de la QCD au gaz hadronique, puis à la matière nucléaire ordinaire (plutôt liquide en comparaison), et enfin à une phase supraconductrice de couleur (par une transition du premier ordre). Dans cette phase [25], on s'attend à ce que les quarks se combinent et forment l'analogie QCD des paires de Cooper formées par les électrons dans la phase supraconductrice de certains conducteurs. Cette phase pourrait être rencontrée au coeur des étoiles compactes, notamment les étoiles à neutrons.

Concentrons-nous à présent sur la partie gauche du diagramme de phase, passée en revue dans [18, 26]. La ligne séparant le gaz hadronique du QGP indique la transition de phase entre ces deux états, conjecturée par de nombreux modèles comme étant du premier ordre jusqu'au point critique de coordonnées (T^E, μ_B^E) . Rappelons que la transition de phase vers le QGP est étudiée de manière directe par la QCD sur réseau à $\mu_B = 0$ uniquement. Selon la masse des quarks utilisée, la QCD sur réseau indique que cette transition de phase est du premier ordre lorsque les trois quarks u , d et s ont une masse nulle (ou lorsque seuls les gluons sont considérés). Dans ce cas, la ligne matérialisant la transition du premier ordre sur la figure 1.5(a) est prolongée jusqu'à $\mu_B = 0$ et il n'y a pas de point critique. La transition est du deuxième ordre lorsqu'un des quarks est massif. Dans ce cas, une ligne incarnant la transition du deuxième ordre relie le point critique jusqu'au point d'abscisse $\mu_B = 0$ où la transition sur le réseau a lieu. Enfin, comme cela est reporté sur la figure 1.5(a), la transition est continue (*crossover*) au point d'abscisse $\mu_B = 0$ dans le cas proche du cas physique où deux quarks légers (u et d) et un quark lourd (s) sont utilisés lors de la simulation. L'existence d'une transition continue à $\mu_B = 0$ implique là encore l'existence d'un point critique où se termine la transition du premier ordre. Les estimations de la localisation du point critique sont très sensibles à la masse des quarks utilisés et au volume du réseau. Des études récentes [24], effectuées sur un réseau de grande taille et utilisant des masses de quark proches de la valeur physique, donnent $T^E = 0,95T_c$ et $\mu_B^E/T^E = 1,1 \pm 0,2$.

La figure 1.5(b) se rapporte uniquement à la partie gauche du diagramme de phase. Elle permet de préciser d'une part, l'échelle en température et en potentiel baryonique, et d'autre part les régions atteintes par les différents collisionneurs/accélérateurs d'ions lourds au moment du gel (*freeze-out*) chimique, depuis le SIS (GSI, Allemagne) au RHIC (BNL, États-Unis), passant ainsi d'une énergie disponible par paire de nucléons dans le centre de masse de $\sqrt{s_{NN}} = 2$ GeV à 130 GeV. Le gel chimique caractérise par définition le moment où les interactions inélastiques entre les hadrons cessent, figeant ainsi la composition et les abondances en particules. Il peut y avoir ou non un QGP formé dans les instants antérieurs au gel chimique (si c'est le cas, alors l'hadronisation ou transition de phase inverse sépare le QGP du gel chimique). Les température et potentiel baryonique correspondants au gel chimique sont obtenus grâce au modèle statistique [23] dont le but est de reproduire les rapports d'abondances de particules mesurés. Ce modèle part d'une description grand canonique pour écrire la fonction de partition et donc le nombre moyen de particules

de type donné dans un volume V . La conservation de la charge et de l'étrangeté ne laisse que T et μ_B comme paramètres libres dans le cas de rapports d'abondance. Un seul couple (T, μ_B) est utilisé pour ajuster les rapports d'abondance mesurés. Celui-ci est reporté sur la figure [I.5\(b\)](#) pour différents collisionneurs/accélérateurs. Ainsi, à mesure que l'énergie $\sqrt{s_{NN}}$ disponible augmente, nous nous déplaçons dans le diagramme de phase vers des températures de plus en plus élevées et des potentiels baryoniques de plus en plus bas. Ceci est compréhensible puisque l'entropie générée (et donc la température) augmente avec $\sqrt{s_{NN}}$ alors que la densité baryonique est limitée par le nombre baryonique initial des noyaux. Augmenter l'énergie disponible permet donc de se rapprocher de plus en plus de la région $\mu_B = 0$, autrement dit de fournir des résultats expérimentaux de plus en plus directement comparables aux résultats de la QCD sur réseau. La région de très haute température et de $\mu_B \sim 0$ a dû être atteinte pour le QGP des premiers instants de l'Univers (qui a subsisté jusqu'à environ $10 \mu s$ après le *Big Bang*). Enfin, notons que la région du point critique est expérimentalement accessible et que la recherche de celui-ci est un sujet d'actualité.

I.2 Les collisions relativistes d'ions lourds

I.2.1 Une longue quête du QGP : rétrospectives et perspectives

Les premières conjectures [\[13\]](#) sur l'existence du QGP datent du milieu des années soixante-dix. Quasiment la même année [\[27\]](#) sont formulées celles qui mentionnent que les collisions d'ions lourds relativistes devraient permettre d'atteindre cette région du diagramme de phases de la QCD. Depuis, de constants efforts ont mené à la construction d'accélérateurs (expériences sur cible fixe) puis de collisionneurs d'ions lourds disposant d'une énergie dans le centre de masse de plus en plus élevée : par ordre croissant en $\sqrt{s_{NN}}$ (et donc par ordre chronologique de mise en service), citons le SIS (GSI, Allemagne) atteignant un maximum d'environ 2 GeV, l'AGS (BNL, États-Unis) à environ 5 et 9 GeV, le SPS (CERN, Suisse) atteignant 17 GeV, le RHIC (BNL) qui peut réaliser des collisions entre 20 et 200 GeV, et dans un futur proche le LHC (CERN) où les collisions Pb + Pb sont prévues à 5,5 TeV. La figure [I.6](#) permet de comparer les performances réalisées (ou attendues) des différents accélérateurs/collisionneurs (seuls le RHIC et le LHC opèrent en mode collisionneur) en fonction de $\sqrt{s_{NN}}$. Dans un premier temps, cette comparaison est effectuée en reposant uniquement sur la mesure expérimentale de $dE_T/d\eta|_{\eta=0}$: c'est l'énergie transverse⁹ par unité de pseudo-rapacité¹⁰ recueillie dans le détecteur dans un petit intervalle de pseudo-rapacité centré en zéro. Ne tenir compte que de la direc-

⁹La direction transverse est orthogonale à l'axe du faisceau. L'énergie transverse est définie comme suit : $E_T = \sum_i E_i \sin \theta_i$ où E_i désigne l'énergie totale de la particule i (par convention, il s'agit de l'énergie cinétique uniquement dans le cas d'un nucléon), et θ_i est l'angle polaire par rapport à la direction du faisceau.

¹⁰La pseudo-rapacité ne dépend que de l'angle polaire θ avec l'axe du faisceau : $\eta = -\ln \tan \theta/2$. Elle est équivalente à la rapidité lorsque l'impulsion est grande devant la masse de la particule (autrement dit lorsque θ est petit).

tion transverse permet de se défaire du *boost* longitudinal dû au faisceau ; quant au choix de l'intervalle en pseudo-rapidité, il s'explique par le souci de ne considérer que les particules secondaires créées. Ceci ne peut être réalisé qu'en s'affranchissant des particules issues de la fragmentation du projectile ou de la cible, plutôt localisées à grande rapidité (au-delà de deux unités de rapidité). Ainsi, l'énergie $dE_T/d\eta|_{\eta=0}$ utilisée pour la production de particules augmente de manière logarithmique avec $\sqrt{s_{NN}}$. L'intérêt principal de la mesure de $dE_T/d\eta|_{\eta=0}$ réside dans le fait qu'elle permet d'estimer la densité volumique d'énergie correspondante, notée ε_{Bj} (une fois convertie en $dE_T/dy|_{y=0}$ où y dénote la rapidité). La densité d'énergie est alors utilisée pour graduer de manière alternative l'axe des ordonnées de la figure I.6. Il est alors très tentant de comparer ε_{Bj} à la densité d'énergie critique ε_c nécessaire pour le QGP. Si la densité atteinte à l'AGS passe de peu la barre de 1 GeV/fm^3 , celle atteinte au SPS, à RHIC et au LHC sont largement au-delà de ε_c . Il semblerait donc qu'au moins une des conditions nécessaires au QGP soit réunie au SPS et à RHIC. Cependant, cette estimation de la densité d'énergie repose sur un modèle (celui de Bjorken, dont nous rediscuterons des conditions d'applicabilité à la section I.2.2).

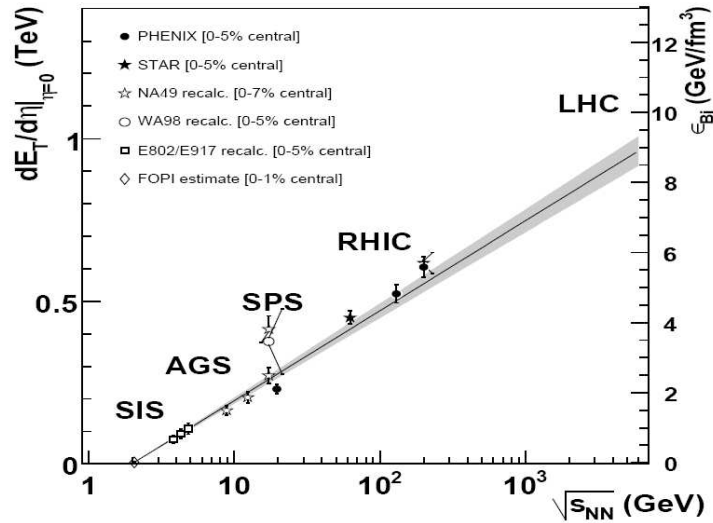


FIG. I.6: Énergie $dE_T/d\eta$ par unité de pseudo-rapidité mesurée dans la direction transverse à pseudo-rapidité médiane ($\eta = 0$) et densité d'énergie correspondante ε_{Bj} pour les collisions d'ions lourds les plus centrales (à faible paramètre d'impact) réalisées à différents énergies $\sqrt{s_{NN}}$ disponibles par paire de nucléons dans le centre de masse. L'ajustement effectué est logarithmique en $\sqrt{s_{NN}}$. La densité d'énergie ε_{Bj} est estimée en divisant dE_T/dy par le volume cylindrique laissé entre le projectile et la cible lorsque ceux-ci se sont éloignés l'un de l'autre au bout d'un temps $\tau_0 = 1 \text{ fm}/c$ après la collision (estimation de la densité d'énergie due à Bjorken). Figure extraite de [28].

Dans l'idée d'une étude systématique de la transition et du QGP lui-même, plusieurs espèces ont été utilisées pour les collisions, notamment au collisionneur RHIC

qui a été spécialement construit dans cette optique. Ainsi, à énergie par paire de nucléons $\sqrt{s_{NN}}$ donnée, augmenter la taille des noyaux permet d'obtenir un volume de plus en plus important de « milieu chaud » et la température qui y est atteinte est de plus en plus élevée. Notons aussi que cette quantité prend de plus en plus de sens thermodynamique à mesure que le volume est important. Ceci explique la logique des prises de données à RHIC (cf. tableau I.1). Notons que le QGP n'est pas attendu dans le cas de collisions $p + p$ ni $d + Au$. Ainsi, les premières serviront de référence, tandis que les secondes nous permettront de calibrer les effets dits « froids » du milieu nucléaire.

dates	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	taille croissante du système
2002, 2003, 2005	200	$p + p$
2003	200	$d + Au$
2005	22, 62, 200	$Cu + Cu$
2000, 2002, 2004	19, 62, 130, 200	$Au + Au$

Tab. I.1: Les prises de données à RHIC.

I.2.2 Scénario d'une collision d'ions lourds

Géométrie de la collision

La figure I.7 illustre le déroulement d'une collision relativiste d'ions lourds du point de vue géométrique. À un paramètre d'impact b donné, seule une partie de chaque noyau interagit, i.e. celle qui rencontrera son homologue de l'autre noyau : cette zone dite de recouvrement définit les nucléons participants qui ont subi au moins une collision, par opposition aux nucléons spectateurs qui ne sont pas ou peu affectés et qui poursuivent leur trajectoire initiale. Ceux-ci vont donc se retrouver à grande rapidité, tandis qu'à mi-rapidité se constitue le dépôt d'énergie résultant de l'interaction inélastique des nucléons participants. C'est dans cette zone qu'est susceptible de se former le QGP si la **densité volumique d'énergie** est suffisante. Celle-ci est multiparamétrique : elle **augmente avec l'énergie $\sqrt{s_{NN}}$ disponible dans le centre de masse et avec la surface transverse de recouvrement des noyaux, donc avec la taille des ions utilisés et le nombre de participants**. Le nombre de participants est relié au paramètre d'impact b . Lorsque celui-ci est petit $b \sim 0$, la collision est dite centrale. À l'inverse, à grand paramètre d'impact $b \sim 2R$ où R est le rayon du noyau, les noyaux s'effleurent et la collision est dite périphérique. Notons que le temps maximum que dure le recouvrement des deux noyaux est :

$$\tau_{cross} = \frac{2R}{\gamma c} \quad (I.15)$$

où γ est le facteur de contraction de Lorentz, et c la vitesse de la lumière. Typiquement, à l'AGS et au SPS, ce temps est de l'ordre de 5,3 fm/c et 1,6 fm/c. Au RHIC,

il est de seulement 0,13 fm/c à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

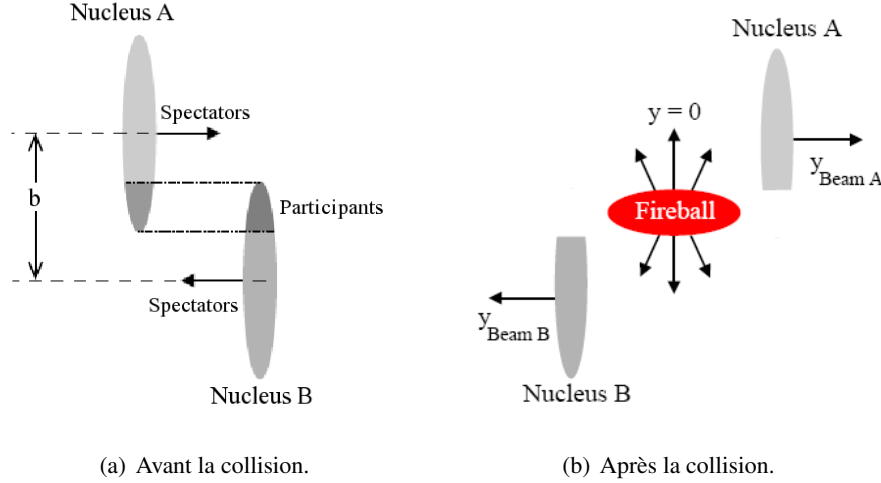


FIG. 1.7: Vue schématique de la géométrie d'une collision relativiste d'ions lourds. La forme aplatie des noyaux est due à la contraction de Lorentz.

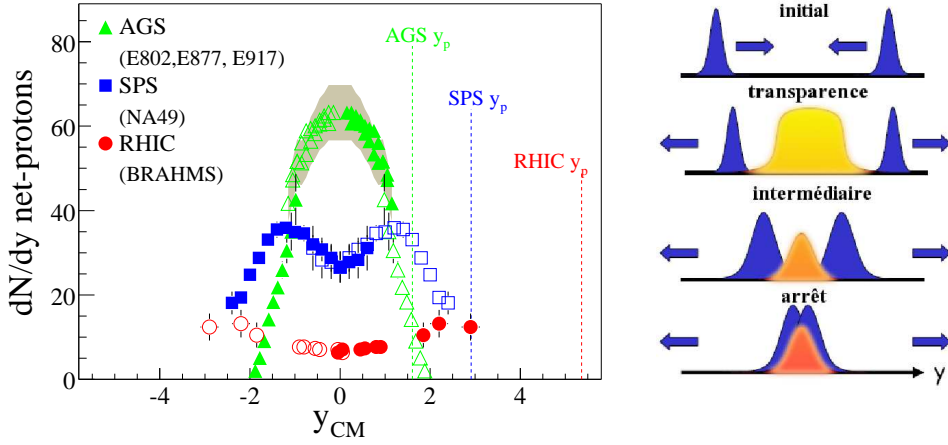
Le modèle géométrique de Glauber [29] permet de relier le paramètre d'impact b au nombre N_{part} de nucléons participants à la collision ainsi qu'au nombre N_{coll} de collisions binaires nucléon-nucléon (ce modèle est développé dans l'appendice A). Cependant, l'expérience n'a accès ni à la première ni à la seconde variable, mais plutôt à la distribution de la production de particules chargées (ou à l'énergie déposée par les nucléons spectateurs dans les calorimètres). Celle-ci permet de définir la centralité en pourcentage de la section efficace totale de collision inélastique. En supposant que la distribution de particules chargées évolue de manière monotone avec le nombre de participants, nous pouvons retrouver les quantités moyennes $\langle N_{part} \rangle$, $\langle N_{coll} \rangle$ et $\langle b \rangle$ par tranche de centralité. Ceci sera détaillé dans la section III.3.3.

Observables globales

Voyons à présent quelles observables peuvent être mesurées pour caractériser les processus à l'oeuvre au cours de collisions d'ions lourds à $\sqrt{s_{NN}}$ donné.

Transparence, pouvoir d'arrêt. – Ainsi que nous l'avons déjà évoqué, le QGP n'est susceptible de se former que dans la région de dépôt d'énergie par interaction inélastique des nucléons participants. L'existence et l'extension en rapidité de cette zone est par conséquent cruciale. Celle-ci dépend de la perte d'énergie cinétique des noyaux lorsqu'ils se croisent i.e. du pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire : plus celui-ci est élevé, moins grande sera la rapidité où les fragments des noyaux seront localisés après la collision, et moins étendue sera la région autour de $y = 0$ de dépôt d'énergie par interaction inélastique. Ceci est illustré de manière imagée par la figure I.8(b). Ces fragments sont caractérisés par un nombre baryonique élevé (dû

aux nucléons initiaux), par opposition à la région de dépôt d'énergie où le nombre baryonique est plus faible. La distribution dN/dy du nombre de protons retranché du nombre d'anti-protons en fonction de la rapidité permet donc de caractériser à la fois le pouvoir d'arrêt (ou inversement, la transparence) et la taille de la région de dépôt d'énergie. Cette distribution a été mesurée à diverses énergies disponibles dans le centre de masse (cf figure I.8(a)) : **à mesure que $\sqrt{s_{NN}}$ augmente, non seulement la transparence de la matière nucléaire s'améliore** (les fragments caractérisés par un nombre baryonique élevé se retrouvent à des rapidités de plus en plus grandes), **mais la région de dépôt d'énergie à mi-rapacité, de plus en plus proche de $\mu_B = 0$, est de surcroît de plus en plus étendue**. La forme et l'importance de ce dépôt d'énergie sont renseignées par la distribution en rapidité des particules produites, en particulier les pions. La figure I.9 montre qu'il s'agit d'une gaussienne, centrée en $y = 0$, et dont à la fois la largeur et l'amplitude augmentent avec $\sqrt{s_{NN}}$.



(a) Distribution du nombre de protons retranché du nombre d'anti-protons en fonction de la rapidité dans le référentiel du centre de masse et mesurée à $\sqrt{s_{NN}}$ croissant à l'AGS (Au + Au à 5 GeV), au SPS (Pb + Pb à 17 GeV) et à RHIC (Au + Au à 200 GeV) [30]. Toutes les distributions correspondent à 5% des événements les plus centraux. Notons que la rapidité du faisceau à RHIC est environ 5, 4.

(b) Degré de transparence d'une collision selon des valeurs décroissantes de $\sqrt{s_{NN}}$ (de haut en bas). En bleu foncé : distributions en rapidité du nombre baryonique élevé caractéristique des noyaux. En jaunes tirant vers le rouge : distribution à faible nombre baryonique de la zone de dépôt d'énergie.

FIG. I.8: Pouvoir d'arrêt (ou inversement transparence) de la matière nucléaire selon l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision.

Production de particules : processus mous, processus durs. — L'énergie déposée par interaction inélastique dans la zone de recouvrement des deux noyaux est essentiellement convertie en production de particules. Les mécanismes de production ont aussi été examinés [32, 33] dans les collisions élémentaires $p + p$, exemptes d'effets nu-

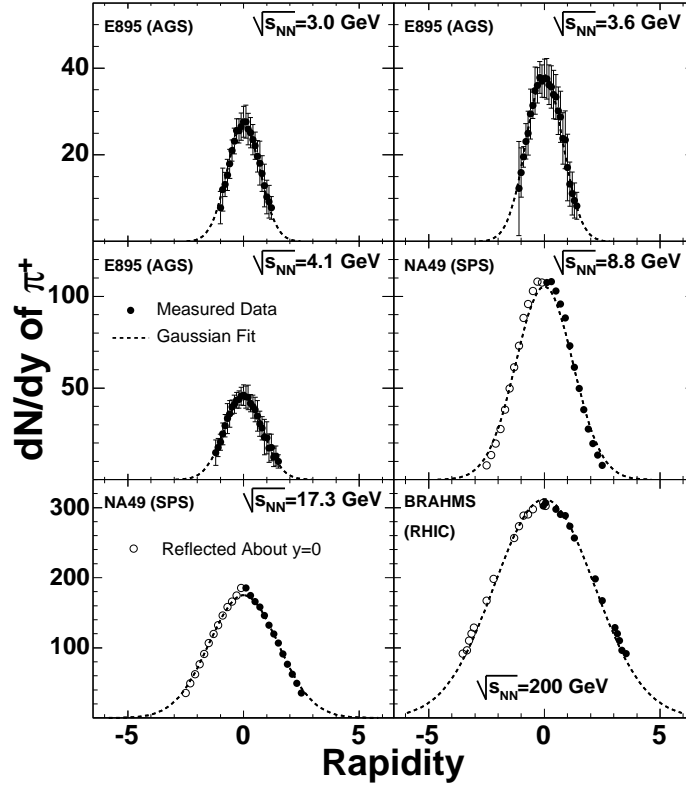
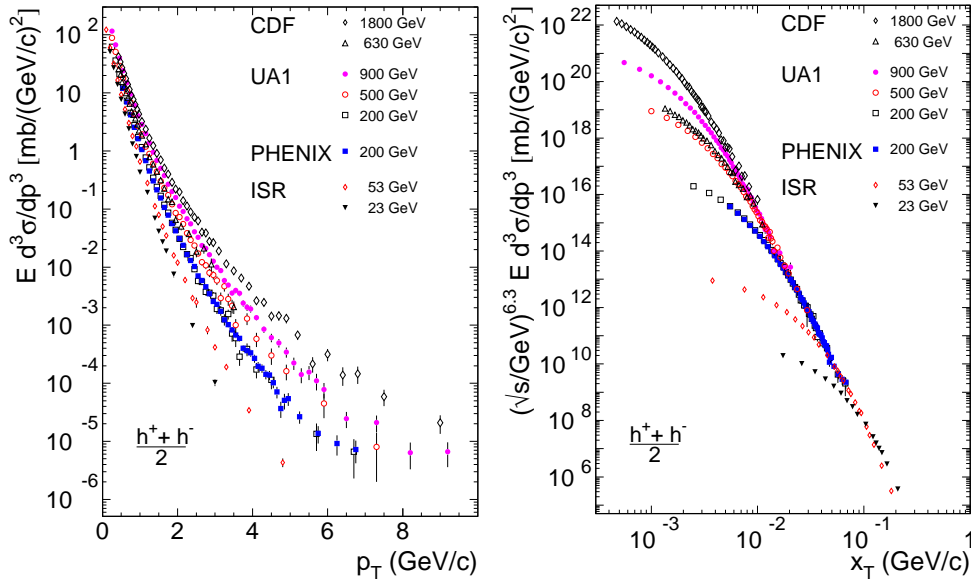


FIG. I.9: Distributions en rapidité des π^+ émis dans les collisions centrales Au + Au (AGS et RHIC) et Pb + Pb (SPS) pour différentes énergies disponibles par paire de nucléons dans le centre de masse [31]. Ces distributions sont ajustées par une gaussienne.

cléaires supplémentaires. Il en résulte les observations suivantes : la population de particules produites se décline principalement en pions, kaons et protons, par ordre d'importance décroissante. L'ensemble constitue ce qu'il est convenu d'appeler le *bulk* de la réaction. Ces particules, constituées de saveurs légères de quarks, sont produites à plus de 99% à basse impulsion transverse $p_T \leq 2 \text{ GeV}/c$. Étant donné l'échelle d'énergie mise en jeu, le processus impliqué est non-perturbatif (processus mou). Dans ce cas, la dépendance de la section efficace différentielle et invariante de Lorentz¹¹ en fonction de p_T s'écrit :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \Big|_{\text{soft}} \propto \exp(-6p_T) \quad (\text{I.16})$$

¹¹En supposant qu'il n'existe pas d'orientation privilégiée du plan de réaction (symétrie en φ , l'angle azimutal), l'élément de volume dans l'espace des impulsions peut s'exprimer comme suit : $d^3p = 2\pi p_T dp_T dp_z$, où la composante longitudinale p_z est parallèle à la direction du faisceau et où nous avons intégré en φ . Comme $dp_z = E dy$ où y désigne la rapidité, nous pouvons écrire $E d^3\sigma/dp^3 = d^2\sigma/2\pi p_T dp_T dy$ [31], plus simple à utiliser expérimentalement : cela est équivalent à s'intéresser au signal intégré en φ dans une tranche donnée en Δy et en Δp_T .



(a) Section efficace différentielle (et invariante de Lorentz) $E d^3\sigma(p_T)/d^3p$ de production de hadrons chargés en fonction de l'impulsion transverse p_T du hadron. (b) $\sqrt{s}(\text{GeV})^{6.3} \times E d^3\sigma(p_T)/d^3p$ en fonction de la fraction d'impulsion transverse x_T du hadron.

FIG. I.10: Dépendance en impulsion transverse p_T (ou en fraction d'impulsion transverse x_T) de la production inclusive de hadrons chargés, mesurée à mi-rapacité par diverses expériences à différentes valeurs de \sqrt{s} dans les collisions $p + p$. Celles-ci sont indiquées dans la légende. Figures extraites de [32].

où E et p sont respectivement l'énergie totale et l'impulsion de la particule. Ce profil, dit de type « thermique », est largement indépendant de l'énergie \sqrt{s} disponible dans le centre de masse.

Quant au pourcentage restant, il s'agit de particules produites à très haut p_T . Celles-ci sont produites de manière perturbative (processus durs), *via* des interactions à très courte distance (inférieure à 0,1 fm), quasi-ponctuelles. La dépendance de la section efficace différentielle en fonction de p_T dans la région à très haut p_T est donc donnée par celle des processus durs. Celle-ci est en loi de puissance en p_T [32] :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \Big|_{hard} = \frac{1}{p_T^n} F(x_T) = \frac{1}{\sqrt{s}^n} G(x_T) \quad (\text{I.17})$$

où $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ est une quantité sans dimension, qui peut être interprétée comme la fraction d'impulsion transverse emportée par le hadron sur l'impulsion transverse maximale qu'il est possible d'acquérir à l'énergie \sqrt{s} .

Ainsi, la transition des processus mous vers les processus durs est clairement visible sur le changement de type de dépendance de la production inclusive de hadrons chargés en fonction de p_T , illustrée par la figure I.10(a) : en-dessous d'environ 2 GeV/c, elle est de type thermique, au-dessus, elle suit une loi de puissance en p_T .

Cela est mis en valeur par la figure I.10(b), où la quantité $G(x_T)$ suivante est représentée :

$$\sqrt{s}^{n(x_T, \sqrt{s})} \times E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = G(x_T) \quad (\text{I.18})$$

où $n(x_T, \sqrt{s}) = 6,3$ est un exposant valide pour la région en x_T à laquelle appartiennent les données de RHIC présentées. Cette figure montre que la dépendance en p_T de la production de hadrons chargés converge asymptotiquement vers une loi de puissance à haut x_T . Lorsque nous progressons vers les petites valeurs de x_T , les mesures décrochent les unes après les autres de l'asymptote. Ce « décrochage » montre précisément la transition des processus durs vers les processus mous qui a lieu aux environs de $p_T \sim 2 \text{ GeV}/c$.

Production de particules : une loi en N_{part} ou en N_{coll} ? – Intéressons-nous à présent à la dépendance en centralité du taux de production total N_{ch} (intégré en p_T , en y et sur tout l'angle solide) de particules chargées au cours de collisions d'ions. Rappelons que la multiplicité totale est essentiellement due à une production de particules par des processus mous. Cette multiplicité est estimée à RHIC grâce aux mesures réalisées par PHOBOS [34] dans les collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 19,6, 62,4, 130$ et 200 GeV extrapolées sur tout l'angle solide. Les résultats sont résumés en fonction du nombre N_{part} de nucléons participants sur la figure I.11, où la multiplicité N_{ch} mesurée en Au + Au a été normalisée par le nombre moyen $\langle N_{part}/2 \rangle$ de paires de nucléons participants dans la tranche en centralité considérée. Cela permet de comparer la multiplicité mesurée dans les collisions d'ions à la celle observée dans les collisions $p(\bar{p}) + p$, également indiquée sur la figure pour les quatre différentes énergies disponibles dans le centre de masse. En tenant compte des barres d'erreurs, le nombre de particules chargées produit par paire de nucléons participants dans la collision est constant en fonction de N_{part} . En conclusion, **la production de particules par des processus mous va comme N_{part}** , et ce quelle que soit l'énergie $\sqrt{s_{NN}}$. Bien entendu, la multiplicité totale augmente avec $\sqrt{s_{NN}}$ comme cela est manifeste sur la figure I.11. Ce qui est plus surprenant est que la multiplicité observée dans les collisions d'ions et normalisée par le nombre de paires de nucléons participants ne soit pas égale à celle mesurée en $p(\bar{p}) + p$ à la même valeur de $\sqrt{s_{NN}}$.

Il reste à préciser la dépendance en centralité de la production de particules par des processus durs. Un processus non-perturbatif typique est la production de quarks lourds, en particulier du charme et de la beauté, en raison de la masse élevée de ces deux saveurs de quarks¹². Le processus est caractérisé par une échelle de distance très courte, inférieure au dixième de Fermi : il peut donc être décrit dans le cadre du modèle de partons par l'interaction de deux constituants quasi-ponctuels du noyau, c-à-d. les partons. **Aussi, la section efficace du processus dur est-elle proportionnelle au nombre de rencontres de deux partons, autrement dit au nombre N_{coll} de collisions binaires nucléon-nucléon** au cours d'une collision d'ions se déroulant à un

¹²Selon [35], $m_c = 1,25 \pm 0,09 \text{ GeV}/c^2$ et $m_b = 4,20 \pm 0,07 \text{ GeV}/c^2$ dans le schéma de renormalisation \overline{MS} .

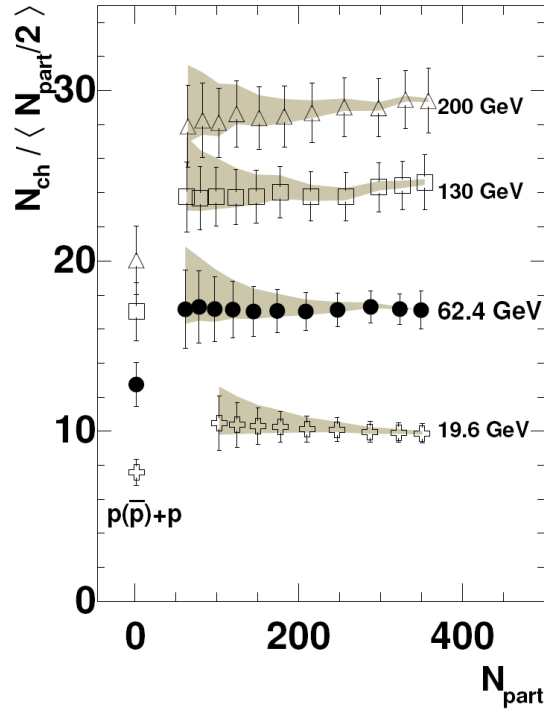


FIG. I.11: Taux de production total de particules chargées $N_{ch} / \langle N_{part}/2 \rangle$ normalisé par le nombre de paires de nucléons participants aux collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 19, 6, 62, 4, 130$ et 200 GeV en fonction du nombre de nucléons participants N_{part} . N_{ch} est obtenu par extrapolation à tout l'angle solide des mesures réalisées par PHOBOS pour chaque énergie indiquée. Les barres d'erreurs correspondent à l'incertitude déduite des valeurs à 90% de niveau de confiance de N_{ch} et N_{part} . L'erreur liée aux méthodes d'extrapolation est indiquée en gris. Le taux de production total en $p(\bar{p}) + p$ aux mêmes énergies est reporté à gauche. Figure extraite de [34].

paramètre d'impact donné. À RHIC, le taux de production de charme ouvert dans les collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV a été mesuré par PHENIX [36, 32] grâce aux désintégrations semi-leptonique des mésons charmés. À petite impulsion transverse (dans le cas présent, $0,8 < p_T < 4,0$ GeV/c), ces désintégrations de charme ouvert sont la source dominante d'électrons qualifiés de « non-photoniques », c-à-d. d'électrons qui ne proviennent pas de désintégration Dalitz de mésons neutres légers suivie de la conversion des photons résultants en électrons ($\pi^0, \eta, \eta', \rho, \omega$ et $\phi \rightarrow \gamma e^+ e^-$) lors du passage dans la matière constituant les détecteurs. Afin de vérifier cette dépendance en N_{coll} de la production de charme, le taux de production d'électrons non-photoniques en Au + Au normalisé par N_{coll} est présenté en fonction de N_{coll} sur la figure I.12 : ce taux de production normalisé est effectivement constant en fonction de N_{coll} , conformément à ce qui est attendu dans le cas d'un processus dur. Notons que le taux de production normalisé mesuré dans les collisions Au + Au est remarquablement bien en accord avec le taux de production mesuré pour $N_{coll} = 1$ dans les

collisions p + p (également indiqué sur la figure).

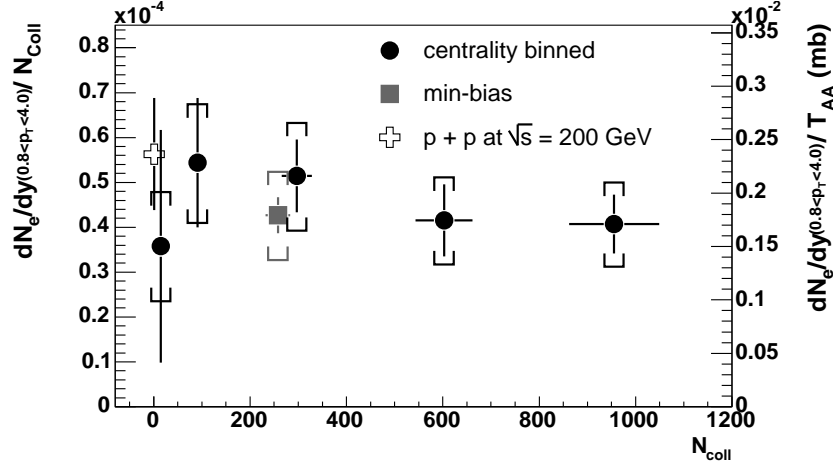


FIG. I.12: Taux de production $\frac{1}{N_{coll}} \frac{dN_e}{dy} \Big|_{0.8 < p_T < 4.0 \text{ GeV}}$ d'électrons non-photoniques mesurés dans les collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$, normalisé par le nombre N_{coll} de collisions binaires nucléon-nucléon et présenté en fonction de la centralité en terme de N_{coll} (cercle pleins). Le taux de production total normalisé par N_{coll} est indiqué en carré plein. La croix ouverte indique le taux de production dans les collisions p + p à la même énergie.

Production de particules : multiplicité, taille du système et $\sqrt{s_{NN}}$. – Une des principales motivations de recourir aux ions Cu dans la prise de donnée du *Run 5* à RHIC était de confirmer les résultats physiques existants en Au + Au à la même énergie $\sqrt{s_{NN}}$ et d'améliorer leur précision dans la région en $N_{part} \leq 100$ couverte par les deux types de collisions d'ions. Cela présuppose qu'étudier un système plus léger est équivalent à l'étude d'un système plus lourd dans la tranche de centralité où le nombre de nucléons participants dans la collision est le même dans les deux systèmes. Cependant, la comparaison des deux systèmes n'est *a priori* pas immédiate, étant donné la différence de taille des deux noyaux (cf annexe A) et donc la différence en terme de géométrie de la collision : la forme du volume initial de recouvrement des deux noyaux n'est pas la même en Au + Au et en Cu + Cu pour un même nombre de nucléons participants. Cela aurait pu se traduire en une différence sur la physique accessible en Cu + Cu par rapport à celle en Au + Au pour une même valeur de N_{part} , mais les vérifications expérimentales montrent que ce n'est pas le cas : sur la figure I.13(b) sont comparées les distributions de la production de hadrons chargés en fonction de la pseudo-rapidité mesurées par PHOBOS [37] pour une même valeur moyenne $N_{part} \sim 100$ dans les collisions Au + Au (tranche en centralité 35 – 40%) et dans les collisions Cu + Cu (tranche en centralité 3 – 6%) à la même énergie $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. Les deux distributions sont quasi-identiques. Cela est aussi le cas d'une part, pour d'autres tranches en centralité où les valeurs moyennes de N_{part} coïncident, et d'autre part, à plus basse énergie $\sqrt{s_{NN}} = 62 \text{ GeV}$ [37]. Ainsi, N_{part} peut

être utilisé comme variable pour comparer la physique étudiée grâce à deux systèmes de tailles différentes à la même énergie disponible dans le centre de masse de la collision. Ce sera, par exemple, le cas pour comparer la suppression du J/ψ en fonction de la centralité telle qu'elle est déterminée dans les collisions Au + Au et Cu + Cu à une même énergie.

Le RHIC a également la possibilité de faire varier $\sqrt{s_{NN}}$ dans une très large gamme, allant de 19,6 GeV soit quasiment l'énergie des prises de données du SPS (17,3 GeV) jusqu'à 200 GeV (énergie maximale possible dans les collisions d'ions). Il est donc possible de quantifier la différence de multiplicité obtenue dans le cas d'une collision d'ions de type donné à deux énergies différentes dans le centre de masse. Cela est illustré par la figure I.13(a) : elle montre la distribution en pseudo-rapacité de la multiplicité de particules chargées, normalisée par le nombre de paires de nucléons participants, mesurée par PHOBOS [31] dans les collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 19,6$ GeV et 200 GeV. Deux tranches en centralité sont reportées : la plus centrale 0 – 6% et la tranche 35 – 40% qui est équivalente à la tranche la plus centrale dans les collisions Cu + Cu (comme nous l'avons vu précédemment). **Ainsi, la différence de multiplicité est telle qu'il n'est plus possible de recourir à une variable géométrique comme N_{part} pour comparer la physique explorée dans un système donné pour deux valeurs aussi distinctes de $\sqrt{s_{NN}}$.** Pour cela, il va falloir dériver des paramètres plus significatifs comme la densité d'énergie atteinte lors des collisions.

Détermination de la densité d'énergie. – Expérimentalement, la densité d'énergie est accessible par la mesure de l'énergie transverse produite à rapidité centrale lors de la collision. Elle peut être évaluée grâce à la formule dite de Bjorken :

$$\varepsilon_{Bj} = \frac{1}{A_{\perp} \tau_0} \left. \frac{dE_T}{dy} \right|_{y=0} \quad (\text{I.19})$$

où :

- E_T est l'énergie transverse mesurée ;
- A_{\perp} est la surface transverse de recouvrement des noyaux qui dépend du paramètre d'impact de la collision et qui est déduite du modèle de Glauber ;
- τ_0 est le temps initial de formation.

Historiquement, ce temps est pris égal à $\tau_0 = 1$ fm/c et en supposant qu'il ne change pas avec l'énergie de la collision¹³, il permet d'estimer et de comparer la densité d'énergie atteinte pour différentes valeurs de $\sqrt{s_{NN}}$. Le tableau I.2 résume les densités d'énergie accessibles dans les collisions les plus centrales pour différentes collisions à différentes énergies.

Cependant, à l'instar du temps maximum que dure le recouvrement des deux noyaux¹⁴, on s'attend à ce que le temps de formation (et de vie) d'un éventuel QGP

¹³Notons que cette hypothèse est très simplificatrice.

¹⁴Comme nous l'avons déjà mentionné dans le paragraphe I.2.2, le temps maximum τ que dure le recouvrement des deux noyaux varie de manière importante avec l'énergie. Ainsi, s'il est supérieur à 1 fm/c à l'AGS et au SPS (5,3 et 1,6 fm/c respectivement), il n'est que de $\tau = 0,13$ fm/c au RHIC.

soit aussi fonction de l'énergie. Bien qu'il n'est pas aujourd'hui possible de calculer de manière précise la densité d'énergie atteinte dans les différentes collisions, on notera que, dans [32], une estimation du temps de formation à partir de la mesure de la masse transverse moyenne conduit à $\tau_0 \simeq 0,35 \text{ fm}/c$, soit $\varepsilon_{Bj} \simeq 15 \text{ GeV}/\text{fm}^{-3}$, bien au-delà de la densité d'énergie théoriquement nécessaire à la production d'un QGP.

I.3 Le J/ψ comme sonde du milieu

De nombreuses signatures ont été (et sont) étudiées afin de mettre en évidence la transition de phase ainsi que les paramètres cinématiques du milieu créé¹⁵. Ces signatures sont largement discutées dans la littérature et sortent du champ du présent document, aussi, nous renvoyons le lecteur aux dernières compilations présentées par les expériences du RHIC [32, 31, 38, 39]. Dans cette partie, nous rappelons succinctement les motivations pour l'étude de la production du J/ψ comme sonde du milieu.

Une fois le milieu chaud et dense créé lors des collisions, la question qui vient ensuite est comment caractériser ce milieu : quelle sonde peut fournir une signature la plus discriminante possible entre la matière hadronique et le QGP ? Une telle sonde doit être présente dès les premiers instants suivant les collisions pour être affectée par l'étape ultérieure d'évolution du système. Elle doit être sensible au déconfinement, mais être suffisamment robuste pour que ces effets ne se manifestent pas dès la lisière de T_c . Il faudrait aussi que l'effet du QGP sur la sonde survive à la phase d'hadronisation qui succède à l'expansion et au refroidissement du QGP créé, autrement dit à la transition de phase inverse. Enfin, l'interaction de la sonde avec l'état initial et/ou avec l'état final nucléaire froid (c-à-d. QGP non compris) du système doit être bien connue pour que les effets observés puissent éventuellement être interprétés comme une signature du QGP.

En 1986, Matsui et Satz proposèrent la suppression des *charmonia* et notamment du J/ψ comme signature de la formation du plasma de quarks et de gluons [40]. En tant que sonde « dure », le méson J/ψ remplit presque toutes les conditions sus-nommées, quelques incertitudes subsistant sur l'amplitude des effets dus aux interactions avec l'état initial et avec l'état final.

Puisqu'il est un état lié $c\bar{c}$, le J/ψ va être dissocié dans un QGP par écrantage de la charge de couleur tel que cela est décrit dans la section I.1.4. Lors de l'hadronisation, la probabilité pour que la paire $c\bar{c}$ initiale se recombine vers un J/ψ est très faible et les deux quarks de la paire vont préférentiellement s'hadroniser en trouvant un partenaire plus léger (de type u ou d) pour former des mésons charmés ($D, \bar{D}, D_S, \bar{D}_S$).

Étant donné la masse élevée du charme ($m_{J/\psi} \sim 3.1 \text{ GeV}/c^2$), le J/ψ est produit très tôt au cours de la collision. Son temps de vie étant relativement long au regard

¹⁵Citons notamment, la suppression des particules de grand p_T , due à la perte d'énergie des partons se propageant dans un milieu dense et chaud. Cette suppression a été effectivement observée dans les collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ dès le Run2 (2002).

du temps de la collision, il est susceptible de traverser une grande partie de la zone de collision, constituant ainsi une bonne sonde de la matière nucléaire.

État fortement lié, sa taille caractéristique ($r_{J/\psi} \sim 0.2$ fm) est inférieure à la taille hadronique typique (~ 1 fm), ce qui implique que, d'une part, il est peu sensible à la phase hadronique de la collision, et, d'autre part sa température de dissociation est supérieure à la température critique, de l'ordre de $T \sim 1.5$ à $2T_c$ selon la QCD sur réseau.

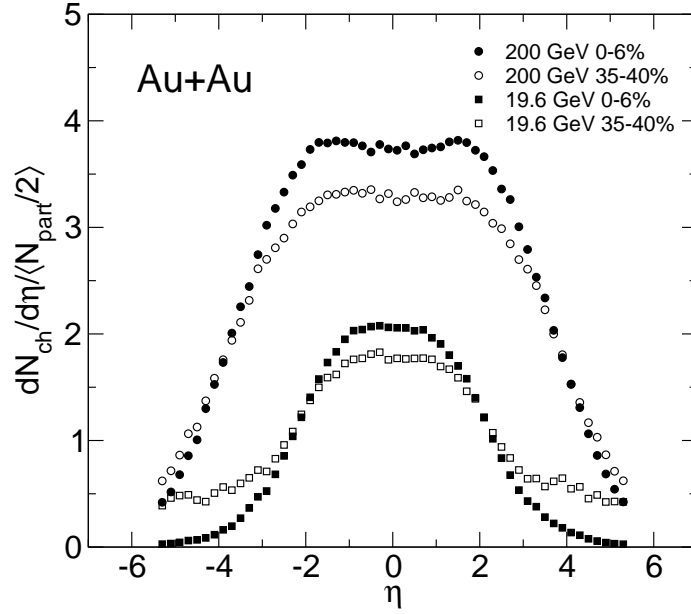
Une mesure de la suppression du J/ψ dans des collisions d'ions lourds, a été précédemment effectuée à plus basse énergie dans l'expérience NA50 auprès du SPS (CERN). Ces résultats ont conduit à l'observation d'une suppression « anormale » en ce sens qu'elle s'écarte de façon significative de l'extrapolation de la production observée dans les réactions induites par des protons et des ions légers. La figure I.14 montre le rapport entre la production mesurée et la production attendue en fonction de la densité d'énergie. Une suppression « anormale » est ainsi observée aux alentours de $2,5 \text{ GeV/fm}^3$.

Ces résultats ont conduit à une importante activité théorique qui sera discutée plus en détail dans le chapitre VI à la lumière des nouveaux résultats expérimentaux obtenus aux RHIC et des modèles développés pour rendre compte de ces derniers résultats.

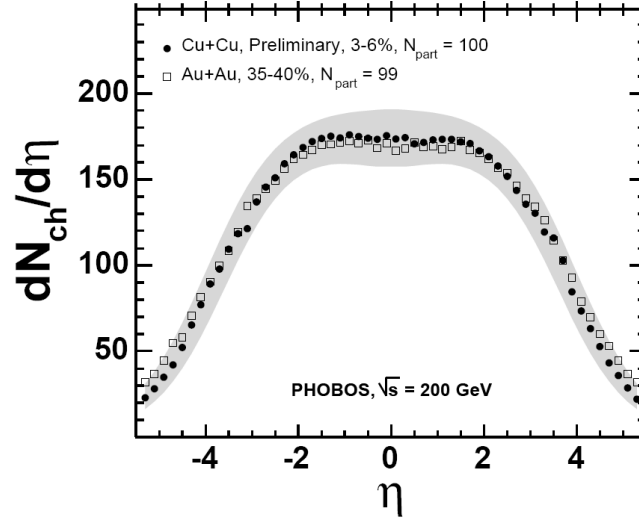
Notons cependant que pour accéder au comportement de la production du J/ψ dans un QGP, il convient de considérer les processus de production de cette particule :

- d'une part, dans les collisions $p + p$ qui nous serviront de référence ;
- et, d'autre part, dans les collisions d'ions légers qui nous permettront d'étudier les effets nucléaires froids, c'est à dire, les effets induits par la matière nucléaire en l'absence de la production d'un QGP.

C'est l'objectif du chapitre II qui passera en revue la production du J/Ψ en l'absence de QGP.



(a) Distribution en pseudo-rapacité de la multiplicité de particules chargées produites dans les collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 19,6$ GeV et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV dans la tranche 0–6% des collisions les plus centrales, et dans la tranche 30–40% équivalente à la tranche la plus centrale dans les collisions Cu + Cu se déroulant à la même énergie. Figure extraite de [31].



(b) Distribution en pseudo-rapacité de la multiplicité de particules chargées produites dans les collisions Au + Au et Cu + Cu $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour le même nombre de nucléons participants à la collision. Les tranches en centralité respectives sont indiquées dans la légende. Figure extraite de [37].

FIG. I.13: Distribution en pseudo-rapacité de la production de particules chargées mesurée par PHOBOS selon différents types de systèmes et d'énergie dans le centre de masse de la collision.

machine	collisions	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	ϵ_{Bj} (GeV/fm ³)
AGS (BNL)	Au+Au	5	1,5
SPS (CERN)	Pb+Pb	17	3,9
BNL (RHIC)	Au+Au	200	5,5
LHC (CERN)	Pb+Pb	5500	10

TAB. I.2: Densités d'énergie estimées (ou attendues) pour différentes énergies et différentes collisions. Le temps de formation est fixé à $\tau_0=1$ fm/c.

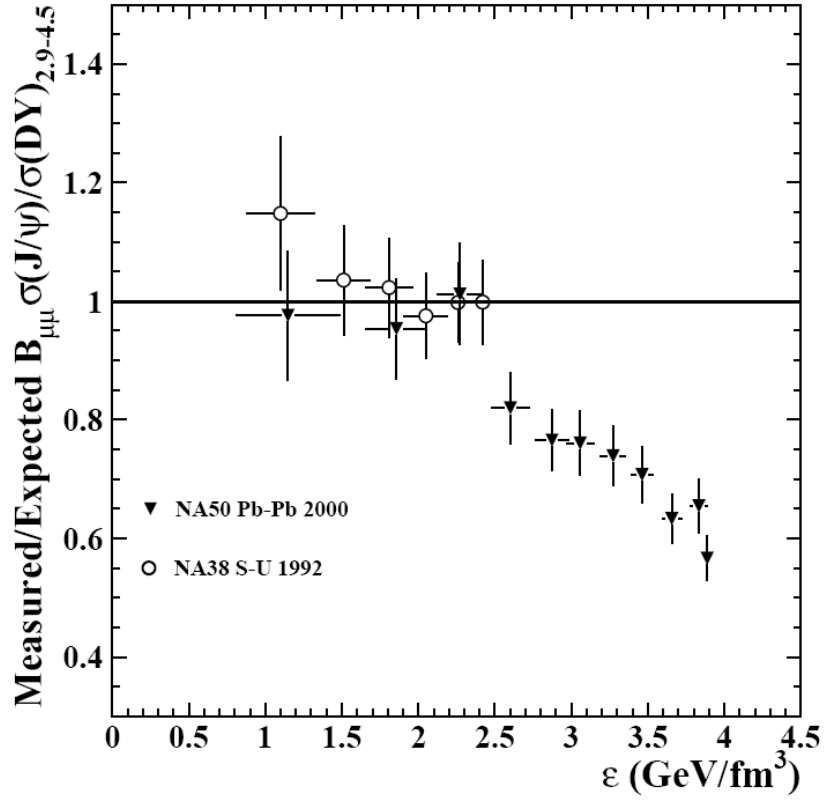


FIG. I.14: Suppression du J/ψ en fonction de la densité d'énergie ϵ_{Bj} observée dans les collisions Pb + Pb et dans les collisions S + U à $\sqrt{s_{NN}} = 17,2$ GeV par les expériences respectives NA50 et NA38. La suppression est exprimée en terme du rapport de la suppression mesurée sur celle attendue en vertu de l'absorption nucléaire déterminée dans les collisions p + A à la même énergie. Figure extraite de [41].

II

Production du J/ψ et effets nucléaires froids

Tenter d'appréhender le mécanisme de production du J/ψ (et plus généralement du charmonium) dans les collisions nucléon-nucléon est un préalable nécessaire avant d'aborder le degré de complexité suivant que constitue le cas des collisions noyau-noyau.

Après avoir décrit les différents modes de production du J/ψ (production directe ou par désintégration des résonances de masse supérieure du charmonium), la première partie de ce chapitre dépeint les mécanismes de production du charmonium dans les collisions nucléon-nucléon. Celle-ci a lieu en deux temps : la production perturbative et quasi-ponctuelle de la paire $c\bar{c}$ par des partons dont l'identité dépend de l'énergie, suivie par l'hadronisation vers un des états physiques du charmonium. Trois des modèles de production du charmonium les plus couramment rencontrés dans la littérature sont présentés et confrontés aux données existantes, notamment celles obtenues durant le *Run 5* p + p à 200 GeV au RHIC.

Lors d'une collision noyau-noyau, la présence de l'environnement nucléaire induit une déviation du taux de production du J/ψ par rapport à celui obtenu pour un nombre équivalent de collisions binaires nucléon-nucléon. La deuxième partie du chapitre s'attache à décrire deux des effets nucléaires froids sur la production du J/ψ : l'absorption nucléaire et le *shadowing*, pour lequel deux modèles d'essence différente sont considérés. Enfin, l'évaluation expérimentale des effets nucléaires froids est présentée au SPS comme au RHIC.

II.1 Production du J/ψ

II.1.1 Spectroscopie du charmonium

C'est en analogie avec le positronium (e^+e^-) que les états liés de la paire $c\bar{c}$ ont été attribués comme relevant du spectre du « charmonium ». Ce spectre est illustré par la figure II.1, où sont indiqués les masse, nombres quantiques et transitions entre les différentes résonances. Les notations spectroscopiques $n^{2S+1}L_J$ sont parfois utili-

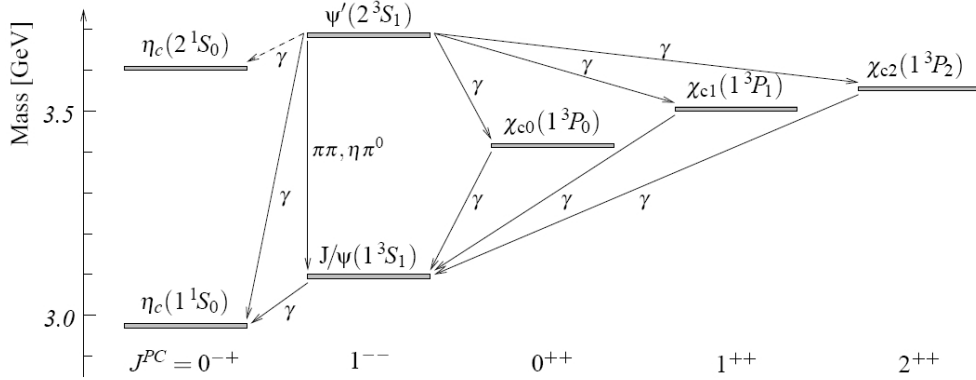


FIG. II.1: Caractéristiques (masse invariante, nombres quantiques) et transitions possibles entre les différents états physiques principaux du charmonium (cf [42] pour le spectre complet). Pour chaque état figure, entre parenthèses, la notation spectroscopique correspondante $n^{2S+1}L_J$ identifiant le nombre quantique principal n , le spin S , le moment angulaire orbital L et le moment angulaire total $J = L + S$. La parité P et la conjugaison de charge C sont aussi indiquées selon J^{PC} .

sées pour référencer les résonances, n désignant le nombre quantique principal, S le spin, et L le moment angulaire orbital relatif entre les deux quarks du charmonium. Par exemple, le ψ' est aussi connu sous le nom de $\psi(2S)$. Ainsi, le J/ψ est un état caractérisé par $J^{PC} = 1^{--}$, J étant le moment angulaire total, $P = -(-1)^L$ la parité et $C = (-1)^{L+S}$ la conjugaison de charge. **La production¹ du J/ψ peut être soit directe, soit bénéficier des désintégrations des résonances $\psi(2S)$ et χ_{cJ} .**

II.1.2 Quantification des différents modes de production du J/ψ

Fraction de J/ψ issus de $\psi(2S) \rightarrow J/\psi X$

Expérimentalement, le rapport $\rho_{\psi(2S)}$ de section efficace inclusive de production de $\psi(2S)$ sur celle de production du J/ψ a été mesuré dans le canal dileptonique, dans une grande variété de collisions $p + A$ et à différentes énergies dans le centre de masse. Ce rapport est défini comme suit :

$$\rho_{\psi(2S)}(l) = \frac{B[\psi(2S) \rightarrow l^+ l^-] \sigma[\psi(2S)]}{B[J/\psi \rightarrow l^+ l^-] \sigma[J/\psi]} \quad (\text{II.1})$$

¹Nous nous restreignons ici et dans toute la suite du chapitre à une production dite « prompte » du charmonium (notamment le J/ψ , le $\psi(2S)$ et le χ_{cJ}), c.à-d. celle qui ne vient pas de désintégrations de hadrons beaux. Dans le cas d'une production non-prompte, si le hadron beau est produit avec une impulsion suffisamment grande, il peut parcourir une distance mesurable avant de se désintégrer par interaction faible en charmonium. La mesure de la distance entre les vertex primaire et secondaire permet donc de distinguer les deux types de production (prompte et non-prompte) expérimentalement : il n'y a pas de vertex secondaire dans le cas d'une production prompte. La production non-prompte de J/ψ est négligeable aux énergies et luminosités actuelles du RHIC.

où² :

- $B[X \rightarrow l^+ l^-]$ est le rapport d'embranchement du canal considéré $X \rightarrow l^+ l^-$;
- $\sigma[J/\psi]$ est la section efficace totale de production du J/ψ , c.-à-d. incluant la production directe et la contribution des désintégrations en J/ψ des résonances $\psi(2S)$ et χ_{cJ} ;
- $\sigma[\psi(2S)]$ est la section efficace totale de production du $\psi(2S)$.

Une compilation [43] des différents résultats obtenus est résumée par la figure II.2(a). Les valeurs de $\rho_{\psi(2S)}$ ont une faible dépendance avec le numéro atomique A du noyau utilisé. Cette dépendance est ajustée pour $A > 2$ selon la fonction :

$$\frac{B[\psi(2S) \rightarrow l^+ l^-] \sigma_A[\psi(2S)]}{B[J/\psi \rightarrow l^+ l^-] \sigma_A[J/\psi]} = \rho_{\psi(2S)} \cdot A^{\Delta\alpha} \quad (\text{II.2})$$

où le paramètre $\rho_{\psi(2S)}$ représente la valeur prise par la fonction utilisée lorsque l'ajustement est extrapolé à $A = 1$. En ne considérant³ que les mesures récemment publiées par HERA-B [43], les valeurs des paramètres de l'ajustement sont :

$$\rho_{\psi(2S)} = 0,0180 \pm 0,0006 \pm 0,0005 \quad (\text{II.3})$$

$$\Delta\alpha = -0,029 \pm 0,004 \quad (\text{II.4})$$

La figure II.2(b) indique que le rapport $\rho_{\psi(2S)}$ corrigé des effets nucléaires ne semble pas dépendre des différentes énergies auxquelles les mesures ont été effectuées. Aussi, de ce rapport ou plus exactement du paramètre $\rho_{\psi(2S)}$ peut être déduite la fraction de J/ψ produits par désintégration du $\psi(2S)$ selon la relation :

$$F_{\psi(2S)} = B[\psi(2S) \rightarrow J/\psi X] \frac{\sigma[\psi(2S)]}{\sigma[J/\psi]} \quad (\text{II.5})$$

d'où⁴ :

$$F_{\psi(2S)} = (8,1 \pm 0,5)\% \quad (\text{II.6})$$

Fraction de J/ψ issus de $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi\gamma$

La fraction de J/ψ produits par désintégration des χ_{cJ} est définie par la relation :

$$F_{\chi_{cJ}} = \frac{\sum_{J=0}^2 B[\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi\gamma] \sigma[\chi_{cJ}]}{\sigma[J/\psi]} \quad (\text{II.7})$$

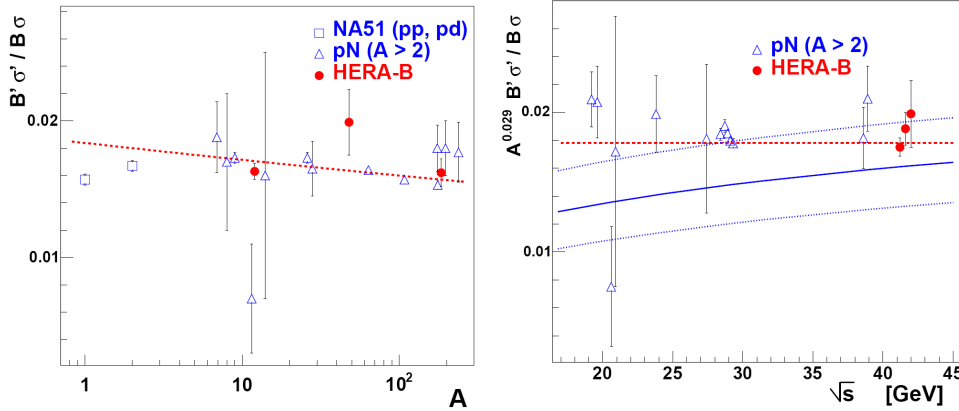
où⁵ :

²Rappelons que la contribution de la beauté est exclue des sections efficaces utilisées.

³Les paramètres de l'ajustement obtenus lorsque sont prises en compte toutes les mesures antérieures à HERA-B pour $A > 2$ donnent des valeurs [43] compatibles avec celles de HERA-B : $\rho_{\psi(2S)} = 0,0184 \pm 0,0004$ et $\Delta\alpha = -0,030 \pm 0,004$.

⁴en utilisant $B[\psi(2S) \rightarrow J/\psi X] = (56,1 \pm 0,9)\%$ issue de [35] et les mêmes valeurs de $B[\psi(2S) \rightarrow l^+ l^-]$ et de $B[J/\psi \rightarrow l^+ l^-]$ que [43]

⁵Rappelons que la contribution de la beauté est exclue des sections efficaces utilisées.



(a) Rapport $\rho_{\psi(2S)}$ de la section efficace inclusive de production du $\psi(2S)$ sur celle de production du J/ψ mesuré dans les collisions $p + A$ en fonction du numéro atomique A . La ligne tiretée représente l'ajustement (II.2) qui tient compte des effets nucléaires dépendants du numéro atomique pour $A > 2$ du noyau utilisé.

(b) Même rapport $\rho_{\psi(2S)}$ que ci-contre mais corrigé des effets nucléaires et reporté en fonction de l'énergie \sqrt{s} disponible dans le centre de masse. Le modèle CEM [44] prédit que ce rapport doit être constant en fonction de \sqrt{s} : $\rho_{\psi(2S)}(\sqrt{s}) = \rho_{1\psi(2S)}$ représenté par la ligne tiretée. L'approche de NRQCD [45] prédit la dépendance indiquée en trait plein, l'incertitude théorique étant représentée par les lignes en pointillés. Ces deux modèles de production du charmonium sont présentés dans la section II.1.3.3.

FIG. II.2: Rapport de la production du $\psi(2S)$ sur celle du J/ψ mesuré dans les collisions $p + A$ reporté, à gauche, en fonction du numéro atomique A et, à droite, en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse. Figures extraites de [43].

- $B[\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi\gamma]$ est le rapport d'embranchement du canal considéré ;
- $\sigma[J/\psi]$ est la section efficace totale de production du J/ψ , c.-à-d. incluant la production directe et la contribution des désintégrations des résonances $\psi(2S)$ et χ_{cJ} en J/ψ ;
- $\sigma[\chi_{cJ}]$ est la section efficace totale de production du χ_{cJ} , c.-à-d. incluant la production directe du χ_{cJ} et la contribution des désintégrations de la résonance $\psi(2S)$ en χ_{cJ} .

Cette fraction a été mesurée dans les collisions $p + p$, $p + \bar{p}$, $\pi + A$ et $p + A$ à diverses énergies \sqrt{s} disponibles dans le centre de masse. La compilation des résultats obtenus est présentée sur la figure II.3. Les mesures en $\pi + A$ sont compatibles avec une valeur moyenne de $F_{\chi_{cJ}} \sim 40\%$. Les valeurs obtenues en $p + p$, $p + \bar{p}$ et $p + A$ sont plus dispersées mais compatibles dans les erreurs à une valeur moyenne de $F_{\chi_{cJ}} \sim 25\%$, à l'exception des mesures effectuées par E771 à $\sqrt{s} = 38.8$ GeV et par ISR à $\sqrt{s} = 62$ GeV. Notons que cette valeur moyenne sera fortement contrainte par le résultat final de HERA-B dont la précision attendue a été reproduite sur la figure à côté du résultat préliminaire : ce dernier est obtenu après une analyse de 15% seulement de la statistique disponible. Les valeurs numériques les plus précises de

$F_{\chi_{cJ}}$ obtenues par E705, CDF et HERA-B sont reportées dans le tableau II.1.

expérience	collision	\sqrt{s} (GeV)	$F_{\chi_{cJ}}$
E705	p + Li	23.8	$0,30 \pm 0,04$
HERA-B (2003)	p + C, p + Ti	41.6	$0,32 \pm 0,06 \pm 0,04$
HERA-B (2006)	p + C	41.6	$0,21 \pm 0,05$
CDF	p + \bar{p}	1800	$0,29 \pm 0,017 \pm 0,057$

TAB. II.1: Fraction $F_{\chi_{cJ}}$ de J/ψ issus de la désintégration $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi\gamma$ mesurée dans divers types de collisions et à différentes énergies \sqrt{s} disponibles dans le centre de masse. Les résultats de HERA-B datant de 2006 sont préliminaires et constituent une mise-à-jour des résultats obtenus en 2003. Valeurs extraites de [46, 47, 48].

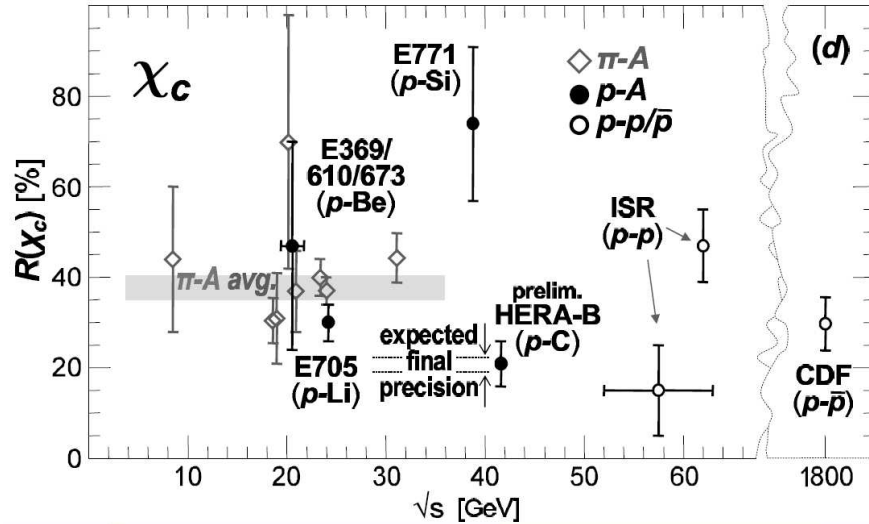


FIG. II.3: Fraction $F_{\chi_{cJ}}$ de J/ψ issus de la désintégration $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi\gamma$ mesurée dans divers types de collisions et à différentes énergies \sqrt{s} disponibles dans le centre de masse. Les noms des expériences ainsi que les espèces utilisées lors de la collision sont indiqués. Figure extraite de [47]. Valeurs numériques disponibles dans [46].

Fraction de J/ψ issus d'une production directe

La fraction $F_{J/\psi}$ de J/ψ produits de manière directe⁶ est obtenue en soustrayant les contributions dues aux désintégrations des résonances $\psi(2S)$ et χ_{cJ} :

$$F_{J/\psi} = 1 - F_{\psi(2S)} - F_{\chi_{cJ}} \quad (\text{II.8})$$

⁶Rappelons que la contribution de la beauté est exclue.

Ainsi, en tenant compte de la valeur de $F_{\psi(2S)}$ donnée par (II.6) et des multiples mesures de $F_{\chi_{cJ}}$ reportées dans le tableau II.1, la valeur de $F_{J/\psi}$ est dans la fourchette de 60 – 70%. Notons que les résultats préliminaires de HERA-B sur la mesure de $F_{\chi_{cJ}}$ [47] impliquent que $F_{J/\psi} = (71 \pm 5)\%$. À CDF [48], la valeur obtenue est $F_{J/\psi} = (64 \pm 6)\%$.

II.1.3 Production du charmonium

La production du J/ψ est en grande majorité directe. Nous nous intéresserons donc dans cette section à ce processus de production, en nous restreignant au cas des collisions élémentaires $p + p$. Or, la production du J/ψ peut aussi résulter de la désintégration des résonances de masses plus élevées $\psi(2S)$ et χ_{cJ} . Il faut donc également s'intéresser aux mécanismes de production directe de ces deux résonances. Après un préliminaire sur le théorème de factorisation, nous verrons dans un premier temps quelle est l'identité des partons qui participent de manière dominante à la production du charmonium aux énergies du RHIC et au-delà. Dans un deuxième temps, nous passerons en revue les modèles qui se proposent de rendre compte des mécanismes qui permettent aux deux partons initiaux d'interagir, de former une pré-résonance $c\bar{c}$ qui, finalement, s'hadronisera vers un des états physiques sus-cités du charmonium. Les prédictions de ces modèles ont été confrontées de manière discriminante aux données de CDF sur (i) la dépendance en impulsion transverse p_T de la section efficace de production directe du J/ψ , et (ii) la polarisation du J/ψ et du $\psi(2S)$. Le modèle qui aura rencontré le plus de succès sera repris pour l'analyse des résultats obtenus au RHIC.

II.1.3.1 Le théorème de factorisation

Les différentes étapes d'une production directe du charmonium. – La production d'une paire de quarks lourds, en l'occurrence $c\bar{c}$, à partir de deux partons appartenant respectivement à chaque nucléon de la collision, peut être décomposée en trois étapes successives :

1. les conditions initiales non-perturbatives, décrivant l'état du nucléon en terme de « composition » partonique avant que la collision n'ait lieu ;
2. **la création de la paire $c\bar{c}$, qui est nécessairement un processus « dur », calculable de manière perturbative** étant donné que l'échelle d'énergie Q^2 impliquée est au moins de l'ordre de $(2m_c)^2$ où $m_c = 1,25 \pm 0.09$ GeV [35] désigne la masse du charme, autrement dit $Q \gg \Lambda_{QCD}$ ce qui a pour conséquence $\alpha_s(Q^2) \ll 1$;
3. l'hadronisation de la paire $c\bar{c}$ en un des états liés du spectre du charmonium, cette dernière étape étant également non-perturbative car procédant par émission d'un ou de plusieurs gluons « mous », peu énergétiques.

Étape #1 : distribuer les partons au sein du nucléon. – Par « composition » partonique du nucléon, il faut comprendre la distribution des quarks de valence, des quarks

de la mer et des gluons en fonction de la fraction x d'impulsion du nucléon portée par ces différents partons qui composent ledit nucléon. Ces distributions sont communément appelées « fonctions de distribution partonique » ou PDF. Elles spécifient la probabilité de trouver un parton de type donné portant une fraction d'impulsion x donnée au sein du nucléon. Elles sont déduites des données issues des expériences de diffusion profondément inélastiques $e + p$. Plusieurs représentations paramétriques sont à ce jour disponibles. Elles diffèrent essentiellement quant au comportement de la PDF des gluons à petits x ($x < 10^{-2}$ pour les représentations paramétriques dites NLO, $x < 10^{-4}$ pour les représentations paramétriques dites LO).

Séparation des échelles de création et d'hadronisation de la paire $c\bar{c}$ et énoncé du théorème de factorisation. – À la création et à l'hadronisation de la paire $c\bar{c}$ lors des étapes #2 et #3 correspond une section efficace partonique

$$\hat{\sigma}(ab \rightarrow {}^{2S+1}L_J^{(c)} + X \rightarrow \psi; \hat{s}, m_c^2, Q^2, \alpha_s(Q^2))$$

dépendant en particulier de :

- l'identité (a, b) des partons mis en jeu ;
- du carré \hat{s} de l'énergie dans le centre de masse de la réaction partonique ;
- des nombres quantiques ${}^{2S+1}L_J^{(c)}$ portés par la paire $c\bar{c}$, où (c) désigne l'état de couleur (singlet ou octet) ;
- du fait que d'autres partons X soient produits ou pas avec la paire $c\bar{c}$;
- du processus d'hadronisation de la paire $c\bar{c}$ vers un des états du spectre du charmonium, noté ici de manière générique ψ , de masse invariante M_ψ .

La paire $c\bar{c}$ en évolution vers un des états physiques du charmonium sera dénommée par la suite « pré-résonance ».

Le processus partonique perturbatif qui crée la paire $c\bar{c}$ se produit sur une échelle de temps de l'ordre de $1/Q^2$, donc très courte (ou de manière équivalente, c'est un processus impliquant des échelles de distance très petites). À l'opposé, le processus d'hadronisation non-perturbatif aboutit à la formation d'un état lié au bout d'un temps bien plus long, de l'ordre de $1/\Lambda_{QCD}$. Les deux processus étant clairement disjoints dans le temps, il est raisonnable de supposer que leurs amplitudes respectives peuvent être évaluées séparément. Dans ce cas, le calcul de la section efficace totale $\hat{\sigma}$ peut se décomposer en **deux facteurs, correspondant à chacun des deux processus** :

$$\hat{\sigma}(ab \rightarrow \psi + X; \hat{s}, m_c^2, Q^2, \alpha_s(Q^2)) = \hat{\sigma}_{pQCD}(ab \rightarrow {}^{2S+1}L_J^{(c)} + X; \hat{s}, m_c^2, Q^2, \alpha_s(Q^2)) \times \hat{\sigma}_{non-pQCD}({}^{2S+1}L_J^{(c)} \rightarrow \psi) \quad (\text{II.9})$$

C'est le **théorème de factorisation** [49, 50, 51, 52], Q^2 définissant donc l'échelle dite de factorisation à laquelle est appliquée le théorème. L'intérêt est de pouvoir appliquer les méthodes de la QCD perturbative (pQCD) pour calculer $\hat{\sigma}_{pQCD}$ suivant une série de puissance de $\alpha_s(Q^2)$ tronquée à un ordre donné : ordre dominant (*leading order* ou LO), ordre suivant l'ordre dominant (*next to leading order* ou NLO), etc.

$$\hat{\sigma}_{pQCD} = \underbrace{\hat{\sigma}(\alpha_s^i)}_{LO} + \hat{\sigma}(\alpha_s^{i+1}) + \dots \quad (\text{II.10})$$

NLO

La partie non-perturbative est généralement évaluée de manière phénoménologique. Elle peut aussi être calculée sur le réseau.

II.1.3.2 Quels partons pour former un charmonium ?

La section efficace totale σ_ψ^{pp} de production d'un état donné ψ du charmonium dans les collisions p + p est simplement la somme des contributions partoniques qui aboutissent à la création dudit charmonium, chaque contribution étant caractérisée par la section efficace partonique élémentaire $\hat{\sigma}$ convoluée par les PDF des partons intervenant dans la réaction quantifiée par $\hat{\sigma}$. Ainsi, à l'énergie \sqrt{s} , elle s'écrit de la manière suivante :

$$\sigma_\psi^{\text{pp}} = \sum_{a,b} \iint dx_1 \cdot dx_2 \cdot f_a^{\text{p}}(x_1, Q^2) \cdot f_b^{\text{p}}(x_2, Q^2) \cdot \hat{\sigma}(ab \rightarrow \psi + X; \hat{s}, m_c^2, Q^2, \alpha_s(Q^2)) \quad (\text{II.11})$$

où :

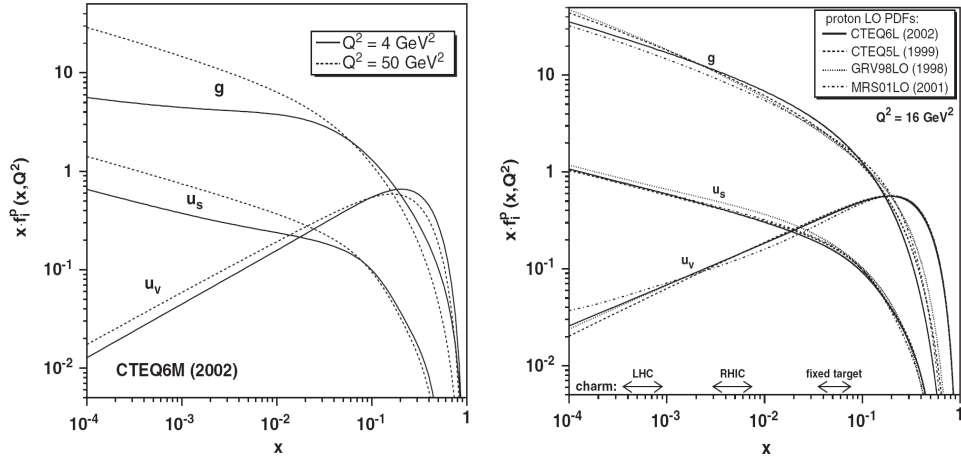
- x_1, x_2 désignent la fraction d'impulsion du proton portée respectivement par les partons a et b ;
- $f_a^{\text{p}}(x_1, Q^2)$ est la PDF du parton a évaluée en (x_1, Q^2) , cette PDF étant définie pour un proton libre (d'où l'exposant p pour étiqueter la PDF) par opposition à un nucléon au sein d'un noyau ;
- $\hat{\sigma}(ab \rightarrow \psi + X; \hat{s}, m_c^2, Q^2, \alpha_s(Q^2))$ est la section efficace partonique (II.9) ;
- l'énergie dans le centre de masse de la réaction partonique est reliée à l'énergie à laquelle se déroule la collision p + p selon :

$$\hat{s} = sx_1x_2 \quad (\text{II.12})$$

Notons qu'en écrivant l'équation (II.11), nous nous plaçons *de facto* dans le cadre de la formulation conventionnelle⁷ du modèle des partons, dite « **approximation collinéaire du modèle des partons** ». Dans cette formulation, les partons sont considérés comme ayant une impulsion transverse négligeable $k_T \ll M_\psi$, de sorte que les PDF ne dépendent que d'une seule échelle d'énergie (Q^2).

Ainsi, l'équation (II.11) est porteuse de sens : pour qu'un processus se produisant à l'échelle d'énergie Q^2 et impliquant la participation de deux partons a et b puisse

⁷Une approche où les partons sont autorisés à porter une impulsion transverse non-négligeable a également été formulée, cf [53]. Elle conduit à une dépendance explicite des PDF avec k_T [54] en plus de l'échelle Q^2 (c'est l'approche de factorisation en k_T). C'est pourquoi ces PDF sont dites non-intégrées en k_T , par opposition aux PDF du modèle collinéaire classique qui sont intégrées en k_T . Jusqu'à récemment, la dépendance en k_T de ces PDF non-intégrées n'était pas bien connue, ce qui a éclipsé cette approche en faveur du modèle conventionnel. Les calculs de section efficace de production du charmonium utilisant ces nouvelles représentations paramétriques des PDF connaissent un succès grandissant [55], particulièrement aux grandes valeurs de \sqrt{s} où se manifestent un nombre élevé d'interactions entre les partons initiaux, conduisant à les doter d'une impulsion transverse intrinsèque.



(a) PDF des quarks u_v de valence, u_s de la mer et des gluons g au sein du proton en fonction de la fraction x d'impulsion portée par le parton considéré. Les PDF sont évaluées pour deux valeurs très différentes de Q^2 .

(b) Comparaison de différentes représentations paramétriques des PDF de partons au sein du proton. Les PDF sont évaluées pour la même valeur de $Q^2 = 16 \text{ GeV}^2$, qui est une valeur appropriée pour la production du charme. Les domaines approximatifs en x accessibles par les différents collisionneurs (LHC, RHIC) et expériences sur cible fixe (SPS, FNAL, DESY) sont indiquées au bas de la figure.

FIG. II.4: Figures extraites de [56] montrant le comportement de différentes représentations paramétriques des PDF selon le type de parton, sa fraction d'impulsion et l'échelle d'énergie de la réaction. À gauche, la représentation paramétrique NLO des PDF illustrées porte le nom de CTEQ6M [57]. À droite, les représentations paramétriques LO représentées CTEQ6L, CTEQ5L, GRV98LO et MRST01LO sont respectivement issues des références [57, 58, 59, 60] et sont disponibles dans la librairie commune PDFLIB [61].

contribuer à la section efficace totale de $p + p \rightarrow \psi$, encore faut-il que la probabilité de trouver chacun des deux partons ne soit pas trop faible. Cette probabilité est donnée par les PDF et dépend très fortement de la fraction x d'impulsion portée par les partons. Elle dépend aussi de Q^2 mais dans une moindre mesure. Cela est illustré par la figure II.4(a) pour la représentation paramétrique NLO CTEQ6 : la variation de l'allure de la PDF pour deux valeurs de Q^2 est moindre comparée à la variation de la PDF d'un type donné de parton lorsque x varie à Q^2 fixé. La figure II.4(b) montre quelle est la différence entre diverses représentations paramétriques de PDF à une échelle d'énergie $Q^2 = 16 \text{ GeV}^2$, appropriée pour la production du charme : les représentations paramétriques LO existantes sont plutôt en bon accord les unes avec les autres. Cette dernière figure montre également de manière approximative les régions en x explorées aux énergies $\sqrt{s} = 17, 200, 5500 \text{ GeV}$ de plus en plus élevées, atteintes en passant des expériences à cible fixe (SPS notamment) aux collisionneurs (RHIC et LHC). La fraction d'impulsion est évaluée selon $x \approx m_c / \sqrt{s} \exp(y^*)$, où y^* est la rapidité dans le référentiel du centre de masse. Les régions en x reportées

sur la figure correspondent à $y^* = 0$. Ainsi, plus \sqrt{s} augmente, plus l'intervalle en x exploré se déplace vers les petites valeurs de x . Or, lorsque nous passons des relativement grands $x \sim 10^{-1}$ aux très petits $x \sim 10^{-2}$ à 10^{-3} , nous nous déplaçons d'une zone où les trois types de parton (quarks de valence, de la mer ou gluons) ont chacun une probabilité conséquente d'être pris à partie dans une réaction, vers une zone où la probabilité de trouver un gluon est de très loin dominante. En conséquence, **les réactions partoniques aux énergies du RHIC et au-delà sont quasi-exclusivement du type $g + g$ au détriment des réactions du type $g + q$ ou $q + \bar{q}$** . Cela est résumé par la figure II.5 qui montre l'importance de la contribution relative du mécanisme $g + g \rightarrow c\bar{c}$ à la section efficace totale de production (II.11) : elle est inférieure à $\sim 70\%$ à l'énergie du SPS mais devient supérieure à $\sim 95\%$ à l'énergie du RHIC.

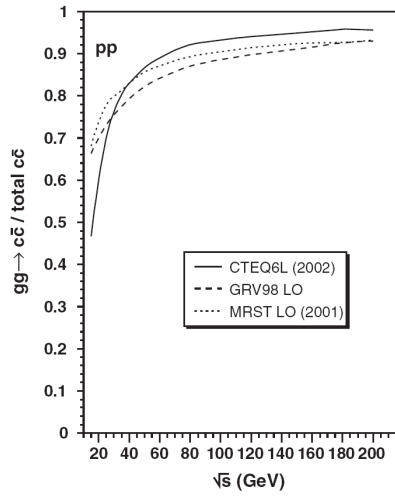


FIG. II.5: Évolution en fonction de \sqrt{s} de la contribution relative du processus $g + g \rightarrow c\bar{c}$ à la section efficace totale de production (II.11). Trois différentes représentations paramétriques des PDF ont été utilisées pour effectuer le calcul. Figure extraite de [56].

Une vérification expérimentale des conséquences directes de cette forte évolution relative des PDF des trois types de partons avec x est fournie par le fait suivant : le rapport des sections efficaces

$$R = \frac{\sigma(p + A \rightarrow J/\psi + X)}{\sigma(\bar{p} + A \rightarrow J/\psi + X)} \quad (\text{II.13})$$

est faible aux basses valeurs de \sqrt{s} (larges valeurs de x) mais approche l'unité à haute énergie (petites valeurs de x). Cela est manifeste d'après la compilation de mesures présentées par le tableau II.2 : celles-ci ont été réalisées grâce à des expériences sur cible fixe effectuées avec une énergie du faisceau de plus en plus importante. L'explication est fournie par l'évolution des PDF des trois types de partons avec x :

- à grands x , la PDF des quarks de valence est dominante, et ces quarks ne sont pas identiques pour p et pour \bar{p} donc $R \neq 1$;

- à plus petits x , la PDF des quarks de la mer puis celle des gluons devient dominante, or celles-ci sont identiques pour p et pour \bar{p} , donc $R \rightarrow 1$.

expérience	cible	E_{faisceau} (GeV)	$\bar{p} + A$ $\sigma(J/\psi)$ (nb)	$p + A$ $\sigma(J/\psi)$ (nb)
WA39	H ₂	39,5	14 ± 6	$1,2 \pm 0,6$
NA3	H ₂	150	111 ± 19	47 ± 10
		200	89 ± 22	61 ± 11
UA6	H ₂	315	94 ± 14	72 ± 9
FNAL	C	225	152 ± 72	95 ± 13

Tab. II.2: Sections efficaces de production du J/ψ mesurées dans les collisions $p + A$ et $\bar{p} + A$, à énergie croissante du faisceau et par différentes expériences sur cible fixe. Valeurs extraites de [62].

II.1.3.3 Des partons initiaux au charmonium

À présent que nous connaissons l'identité des partons qui interviennent dans les collisions hadroniques à haute énergie, il reste les points suivants à élucider :

- par quels types de processus perturbatifs (ou diagrammes de Feynman) les partons interagissent-ils de manière privilégiée pour créer la paire $c\bar{c}$?
- quelles sont les transitions (non-perturbatives) majoritairement permises entre la pré-résonance créée et l'état physique final c.à-d. le charmonium générique ψ ?

Répondre à ces interrogations revient à pourvoir un modèle afin de calculer chacun des termes (perturbatif et non-perturbatif) qui factorisent la section efficace partonique $\hat{\sigma}(ab \rightarrow \psi + X; \hat{s}, m_c^2, Q^2, \alpha_s(Q^2))$ selon la relation (II.9), rappelée ci-dessous par commodité :

$$\hat{\sigma}(ab \rightarrow \psi + X; \hat{s}, m_c^2, Q^2, \alpha_s(Q^2)) = \hat{\sigma}_{pQCD}(ab \rightarrow {}^{2S+1}L_J^{(c)} + X; \hat{s}, m_c^2, Q^2, \alpha_s(Q^2)) \times \hat{\sigma}_{non-pQCD}({}^{2S+1}L_J^{(c)} \rightarrow \psi)$$

où nous rappelons que (c) indique l'état de couleur ($c = 1$ pour l'état singlet, $c = 8$ pour l'octet).

Plusieurs modèles ont été proposés depuis la découverte [63, 64] du J/ψ en 1974, notamment :

- le modèle de singlet de couleur ou CSM⁸ (1980) ;
- l'approche de la QCD non-relativiste ou NRQCD (1995) ;
- le modèle d'évaporation de couleur ou CEM⁹ (1975).

⁸Color Singlet Model

⁹Color Evaporation Model

Nous verrons ci-après les grandes lignes de ces modèles¹⁰, ainsi que les comparaisons instructives et discriminantes aux données qui ont amené à leur abandon ou à leur révision : nous nous restreindrons aux données de CDF au Tevatron sur (i) la dépendance en impulsion transverse p_T de la section efficace de production directe de chacun de ces trois états du charmonium, et (ii) la polarisation du J/ψ et du $\psi(2S)$.

Le modèle de singlet de couleur (CSM)

L'hypothèse fondatrice du CSM consiste à considérer que le processus d'hadronisation de la paire $c\bar{c}$ créée se produit sans que ni le spin, ni la couleur ne subissent de modification. Par conséquent, **la paire $c\bar{c}$ porte d'emblée les mêmes nombres quantiques que le charmonium**, c.à-d. S , L et surtout la neutralité de la couleur : la pré-résonance est donc toujours dans un état singlet de couleur, d'où le nom attribué au modèle. Ceci revient à considérer que seule la transition suivante est possible :

$$\left| c\bar{c} [^{2S+1}L_J^{(1)}] \right\rangle \longrightarrow \left| \psi [^{2S+1}L_J^{(1)}] \right\rangle \quad (\text{II.14})$$

Cette transition se fait de manière non-perturbative, par émission d'au moins un gluon peu énergétique (mou).

Dans le cadre de l'**approximation statique**, où l'impulsion relative des quarks constituant l'état lié est négligeable devant la masse M_ψ , la section efficace totale du processus $ab \rightarrow \psi + X$ s'écrit alors :

$$\hat{\sigma}(ab \rightarrow \left| \psi [^{2S+1}L_J^{(1)}] \right\rangle + X) = \hat{\sigma}_{pQCD}(ab \rightarrow \left| c\bar{c} [^{2S+1}L_J^{(1)}] \right\rangle + X) \cdot \left| \frac{d^L}{dr^L} R_{nl}^\psi(0) \right|^2 \quad (\text{II.15})$$

où nous retrouvons la factorisation de la section efficace en un terme calculable de manière perturbative $\hat{\sigma}_{pQCD}$ et un terme non perturbatif, $R_{nl}^\psi(0)$, qui est la fonction d'onde radiale du ψ évaluée à l'origine, dérivée autant de fois que L est élevé. Elle s'obtient en modélisant le spectre du charmonium comme étant le résultat de l'interaction de la paire $c\bar{c}$ au sein d'un potentiel (défini par exemple selon de la forme (I.13) du potentiel $q\bar{q}$ décrit au chapitre précédent). Ce facteur caractérise l'amplitude de la transition non-perturbative (II.14) et n'est donc pas calculable. Il est par exemple déterminé *via* la largeur associée à la désintégration électronique du charmonium. Ainsi, dans le CSM, $R_{nl}^\psi(0)$ est le seul paramètre phénoménologique pour chaque type ψ de charmonium.

Notons que, dans le cas du charmonium, la vitesse v de chaque quark constituant dans le référentiel où le charmonium est au repos est environ $v^2 \approx 0,23$. Cela

¹⁰Pour davantage de détails, le lecteur curieux peut consulter les références suivantes : cf [65] pour une revue récente de l'ensemble des modèles et leur comparaison aux données de CDF, cf [66] pour une comparaison exhaustive de l'ensemble des modèles aux données, cf [67] pour une revue théorique et expérimentale de la NRQCD, cf [20] pour une revue sur le CEM, cf [62] pour une approche pédagogique du CSM et une comparaison critique du CSM et du CEM, enfin cf [68] pour une comparaison critique de la NRQCD et du CEM.

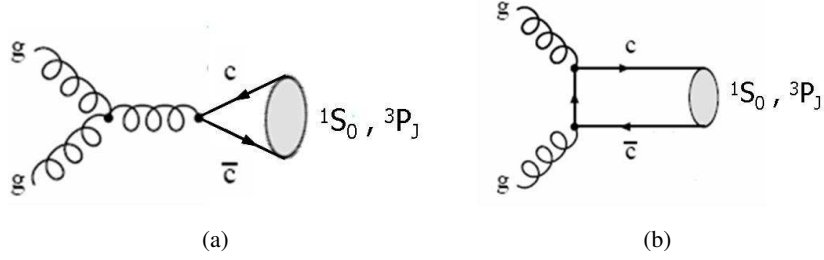


FIG. II.6: Fusion de gluons à l'ordre α_s^2 . Les nombres quantiques possibles $^{2S+1}L_J$ portés par la pré-résonance $c\bar{c}$ sont indiqués pour chaque diagramme. Celle-ci peut être un singlet ou un octet de couleur. Les gluons mous permettant l'hadronisation ou la neutralisation de la couleur ne sont pas représentés. Dans le cadre de l'approximation où les gluons portent une impulsion collinéaire à celle des nucléons du faisceau (approximation collinéaire du modèle des partons), ce type de diagramme implique que la paire $c\bar{c}$ est produite avec une impulsion transverse $p_T = 0$ (conservation de la quadri-impulsion).

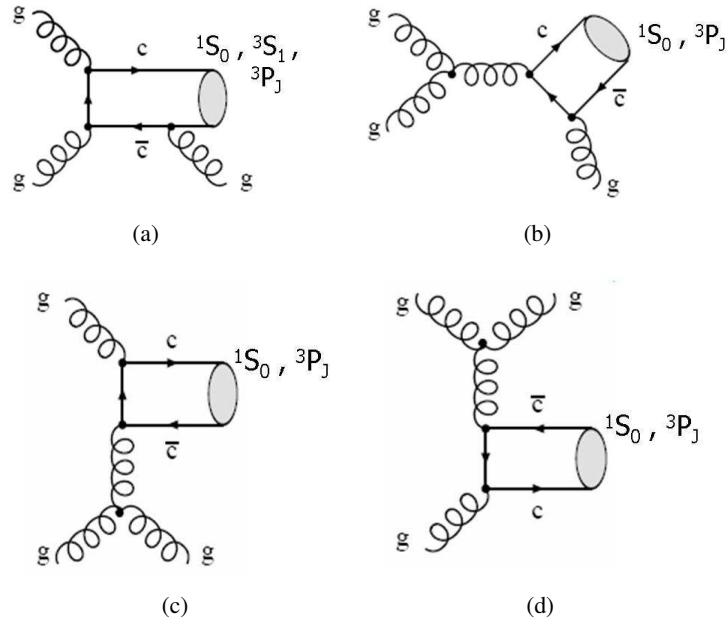


FIG. II.7: Fusion de gluons à l'ordre α_s^3 . Les nombres quantiques possibles $^{2S+1}L_J$ portés par la pré-résonance $c\bar{c}$ sont indiqués pour chaque diagramme. Celle-ci peut être un singlet ou un octet de couleur. Les gluons mous permettant l'hadronisation ou la neutralisation de la couleur ne sont pas représentés. **Notons que (a) est l'unique diagramme possible pour la production de l'état 3S_1 .** Dans le cadre de l'approximation collinéaire du modèle des partons, les diagrammes d'ordre α_s^3 permettent de produire la paire $c\bar{c}$ avec une impulsion transverse p_T non-nulle : le gluon sortant contrebalance le p_T emporté par la paire $c\bar{c}$ (conservation de la quadri-impulsion).

implique qu'il faudrait *a priori* inclure les corrections relativistes au résultat obtenu dans l'approximation statique. Cependant, la formulation du CSM ne permet pas d'introduire ces corrections de manière rigoureuse et systématique.

Quant à $\hat{\sigma}_{pQCD}$, elle est évaluée en calculant l'amplitude des processus dominants. Dans la formulation originale du modèle¹¹, il s'agit de la fusion de gluons. Le CSM repose sur l'hypothèse supplémentaire suivante : la hiérarchisation de la contribution des divers diagrammes de fusion de gluons n'est subordonnée qu'à l'ordre en α_s , le diagramme d'ordre le plus bas étant dominant. La fusion de gluons procède par les diagrammes illustrés par les figures II.6 à l'ordre α_s^2 , et des figures II.7 à l'ordre α_s^3 . Notons que la conservation de la conjugaison de charge implique que l'état 3S_1 avec $C = -1$ ne peut se coupler qu'avec un nombre impair de gluons puisque $C(g) = -1$. Par conséquent, à l'ordre dominant, la production **directe** de J/ψ ou celle du $\psi(2S)$ dans le CSM ne peut se faire que par l'intermédiaire de l'unique diagramme II.7(a) d'ordre α_s^3 .

L'approche de la QCD non-relativiste (NRQCD) : les mécanismes de singlet et d'octet de couleur au sein d'une théorie effective

Dans ce modèle, l'état physique du charmonium $|\psi [^{2S+1}L_J^{(1)}]\rangle$ considéré résulte d'une superposition de l'état de base $|c\bar{c} [^{2S+1}L_J^{(1)}]\rangle$ et de multiples fluctuations. L'état de base est évidemment l'état dominant sur toute une série d'états, dits de Fock. Chacun de ces états supplémentaires peut porter des nombres quantiques différents de celui du charmonium, qu'il s'agisse du spin, du moment angulaire ou de la couleur. Ainsi, des états de Fock qui sont octets de couleur peuvent contribuer à la fonction d'onde du charmonium. La NRQCD fournit des méthodes rigoureuses [69, 70] pour ordonner les termes de la série selon leur importance. Ceux-ci interviennent selon un double développement en puissance de α_s et de v afin d'inclure de manière systématique les corrections relativistes (rappelons que v désigne la vitesse de chaque quark constituant dans le référentiel où le charmonium est au repos). Ce développement repose sur la séparation des différentes échelles qui interviennent :

- la masse m_c qui caractérise le processus perturbatif de production de la paire $c\bar{c}$;
- l'impulsion $m_c v$ et l'énergie cinétique $m_c v^2$ qui caractérisent toutes deux les processus non-perturbatifs.

Comme v^2 est petit devant l'unité et comme la masse du charme m_c est élevée, ces différentes échelles sont clairement séparées :

$$(\Lambda_{QCD})^2 \sim (m_c v^2)^2 \ll (m_c v)^2 \ll m_c^2 \quad (\text{II.16})$$

Selon le diagramme impliqué (par exemple, cf. figures II.6 et II.7), la production perturbative de la paire $c\bar{c}$ permet de prendre en compte l'échelle m_c via l'ordre en $\alpha_s(m_c^2)$, la constante de couplage étant évaluée à une échelle d'énergie égale à la

¹¹Nous verrons dans le paragraphe consacré à la NRQCD que la fragmentation de gluons doit être envisagée comme mécanisme dominant lorsque le charmonium est produit à grande impulsion transverse $p_T \gg M_\psi$.

masse du charme. Cela permet aussi d'assigner à ce processus un temps caractéristique court, de l'ordre de $1/m_c$.

L'hadronisation prend un temps bien plus long, de l'ordre de $1/m_c v^2$. La transition $c\bar{c} \rightarrow \psi$ étant non-perturbative, l'amplitude associée ne peut être évaluée que par les méthodes de la QCD sur réseau ou devient un paramètre du modèle, à ajuster sur les données. Le formalisme de la NRQCD permet cependant de connaître la dépendance en puissance de v de cette amplitude, grâce à des règles de comptage qui mettent en jeu les différences entre les nombres quantiques de la paire $c\bar{c}$ et ceux du charmonium. En conséquence, les états de la décomposition de Fock peuvent être rangés par ordre croissant en puissance de v . Par exemple, la décomposition de la fonction d'onde du J/ψ tronquée à l'ordre v^2 (et allant jusqu'à α_s^3) s'écrit [71] :

$$\begin{aligned} |J/\psi\rangle = & \mathcal{O}(1) \left| c\bar{c} [{}^3S_1^{(1)}] \right\rangle + \\ & \mathcal{O}(v) \left| c\bar{c} [{}^3P_J^{(8)} g] \right\rangle + \mathcal{O}(v^2) \left| c\bar{c} [{}^1S_0^{(8)} g] \right\rangle + \\ & \mathcal{O}(v^2) \left| c\bar{c} [{}^3S_1^{(1)} gg] \right\rangle + \mathcal{O}(v^2) \left| c\bar{c} [{}^3S_1^{(8)} gg] \right\rangle + \dots \end{aligned} \quad (\text{II.17})$$

Une décomposition analogue existe pour les autres états du charmonium. Notons qu'un ou plusieurs gluons dits « dynamiques », c-à-d. qui ne participent pas à l'établissement du potentiel quark-antiquark, entrent dans la décomposition de Fock. Ces gluons sont mous¹², d'impulsion $k \lesssim m_c v$, et donc de longueur d'onde bien plus grande que la taille du charmonium. La NRQCD prend ainsi explicitement en compte leur influence sur le mécanisme d'hadronisation, puisque la présence de chaque gluon dynamique supplémentaire coûte une puissance en v pour l'amplitude de la transition de cet état de Fock vers le charmonium.

En raison de (II.17), la production directe du J/ψ peut non-seulement s'effectuer à partir d'une pré-résonance dans l'état $\left| c\bar{c} [{}^{2S+1}L_J^{(1)}] \right\rangle$ comme dans le modèle de singlet de couleur, mais aussi à partir des états suivants de la décomposition de Fock, notamment l'octet de couleur $\left| c\bar{c} [{}^3P_J^{(8)} g] \right\rangle$. Celui-ci apparaît à l'ordre $\alpha_s^2 v$ et peut donc concurrencer le mode de production par singlet de couleur, dont le premier représentant dans la décomposition de Fock figure à l'ordre α_s^3 .

Le modèle d'évaporation de couleur (CEM)

Contrairement aux deux modèles précédents (CSM et NRQCD), le CEM ne se préoccupe pas de spécifier les nombres quantiques de la pré-résonance créée (S , L et la couleur). Celle-ci peut donc être indifféremment un singlet ou un octet de couleur, sans que le CEM ne précise la fraction de paires $c\bar{c}$ créées dans l'un ou l'autre état. Dans le cas d'un octet, le CEM postule que la pré-résonance neutralise sa couleur *via* une interaction avec le champ de couleur induit par la collision : le(s) gluon(s) échangé(s) emporte(nt) la couleur, d'où le nom donné au modèle. L'évaporation de

¹²Il ne s'agit pas des gluons qui apparaissent sur les diagrammes illustrés par les figures II.7. Ces derniers relèvent exclusivement du mode de production perturbatif de la paire $c\bar{c}$.

la couleur, ainsi que les détails de l'interaction qui permettent à la pré-résonance $c\bar{c}$ de s'hadroniser vers un charmonium physique ψ (notamment d'ajuster son spin et son moment angulaire sur celui du charmonium), conditionnent de manière non-perturbative la probabilité $f_{c\bar{c} \rightarrow \psi}$. Cette probabilité n'est pas calculable, mais ne dépend que de l'état final considéré, ψ . De ce point de vue, $f_{c\bar{c} \rightarrow \psi}$ est **universelle** et ne doit ni dépendre de \sqrt{s} , ni des espèces utilisées pour la collision ($p + p$, $p + A$, $\pi + A$, $e + p$, etc). Une fois ajustée sur les données selon un type de collision, elle est utilisable dans n'importe quel autre type de collision où le ψ est produit. Si toutes les probabilités de produire chacun des états ψ_n du spectre du charmonium étaient connues, nous devons évidemment retrouver :

$$\sum_{\psi_n} f_{c\bar{c} \rightarrow \psi_n} = 1 \quad (\text{II.18})$$

La probabilité $f_{c\bar{c} \rightarrow \psi}$ peut être interprétée comme la fraction de la section efficace totale de production du $c\bar{c}$ en $p + p$ (par exemple) qui donne naissance à un ψ :

$$\sigma_{\psi}^{pp}(s) = f_{c\bar{c} \rightarrow \psi} \cdot \sigma_{c\bar{c}}^{pp}(s) \quad (\text{II.19})$$

Le fait que cette probabilité soit universelle implique que le rapport des sections efficaces de production de différents états du spectre du charmonium est une constante, et ce quels que soient les espèces $A + B$ et $A' + B'$ participant à la collision :

$$\frac{\sigma_{\psi_m}^{AB}(s)}{\sigma_{\psi_n}^{A'B'}(s)} = \frac{f_{c\bar{c} \rightarrow \psi_m}}{f_{c\bar{c} \rightarrow \psi_n}} = \text{constante} \quad (\text{II.20})$$

Cela semble vérifié dans le cas du rapport des sections efficaces de production du $\psi(2S)$ sur celui du J/ψ mesurés dans des collisions hadroniques $p + A$ diverses (cf figure II.2(b), page 30). Mais ce n'est plus le cas lorsque le rapport des sections efficaces du χ_c et du J/ψ en hadroproduction est comparé à celui obtenu en photoproduction [66]. Cela conduit à considérer $f_{c\bar{c} \rightarrow \psi}$ plus comme un paramètre d'ajustement des prédictions du CEM sur les données que comme une constante fondamentale du modèle [62]. Nonobstant ce problème, le CEM a tout de même rencontré un grand succès phénoménologique et continue à être utilisé.

Il reste à évaluer dans (II.19) la section efficace totale de production du $c\bar{c}$ en $p + p$. Pour cela, le CEM considère l'idée suivante : toute paire $c\bar{c}$ créée au cours de la collision ne pourra s'hadroniser en une paire de mésons $D\bar{D}$ que si le seuil de production de ces mésons est atteint¹³, autrement dit si $2m_c > 2m_D$. Dans le cas

¹³En fait, il est possible qu'une partie des $c\bar{c}$ sous le seuil de production du charme ouvert s'hadronisent tout de même en une paire $D\bar{D}$, à condition d'emprunter l'énergie manquante au champ de couleur qui baigne la région d'interaction. Mais nous pouvons toujours tenir compte de ceci dans une redéfinition de $f_{c\bar{c} \rightarrow \psi}$.

constraire, la paire deviendra un état lié $c\bar{c}$. En conséquence :

$$\sigma_{c\bar{c}}^{pp}(s) = \int_{(2m_c)^2}^{(2m_D)^2} d\hat{s} \iint dx_1 dx_2 f_a^p(x_1, Q^2) \cdot f_b^p(x_2, Q^2) \cdot \frac{d}{d\hat{s}} \hat{\sigma}_{pQCD}(ab \rightarrow c\bar{c} + X; \hat{s}, Q^2) \quad (\text{II.21})$$

où :

- nous rappelons que $\hat{s} = sx_1x_2$;
- $\hat{\sigma}_{pQCD}(ab \rightarrow c\bar{c} + X; \hat{s}, Q^2)$ est la section efficace inclusive de production d'une pré-résonance $c\bar{c}$, quels que soient ses nombres quantiques $^{2S+1}L_J^{(c)}$. Ceci implique une somme sur les états de couleur, de spin et de moment angulaire possibles. Aussi, **dans le cadre du CEM, il n'y a plus de corrélation entre les nombres quantiques de la pré-résonance et ceux du charmonium final**. C'est pourquoi, par construction, le CEM ne peut prédire la polarisation du charmonium produit, alors qu'il s'agit d'un test important pour les autres modèles.

Confrontation des modèles aux données du Tevatron

Les mesures de la production du J/ψ jusqu'à de très hautes valeurs de l'impulsion transverse p_T au Tevatron précèdent de plusieurs années celles réalisées au RHIC. Elles ont donc été un test crucial pour les modèles de production du J/ψ . Le modèle qui aura remporté le plus de succès sera repris pour le RHIC.

Les comparaisons récentes et détaillées des prédictions du CEM aux données de l'expérience CDF sont disponibles dans [68]. Les auteurs montrent qu'elles s'accordent de manière assez insatisfaisante aux données.

Comme nous pouvons le voir sur la figure II.8, les prédictions du CSM sont largement inférieures à la production de J/ψ mesurée. La contribution dominante est celle issue des mécanismes d'octet de couleur au sein de la NRQCD.

La NRQCD prédit une polarisation transverse croissante du J/ψ avec p_T . Ceci est apparemment contredit par les derniers résultats soumis à publication de la collaboration CDF [72] comme cela est illustré par la figure II.9. Des zones d'ombre subsistent donc dans la compréhension des mécanismes production du charmonium.

II.1.4 Production du J/ψ aux énergies du RHIC : les résultats du Run 5 p + p à $\sqrt{s} = 200$ GeV

Nous présentons ci-après la mesure de la production du J/ψ dans les collisions p + p par PHENIX [73] au RHIC. Le J/ψ est détecté à mi-rapacité *via* sa désintégration en diélectrons, et à rapidité avant *via* sa désintégration en dimuons. Ces résultats proviennent de la prise de données du Run 5.

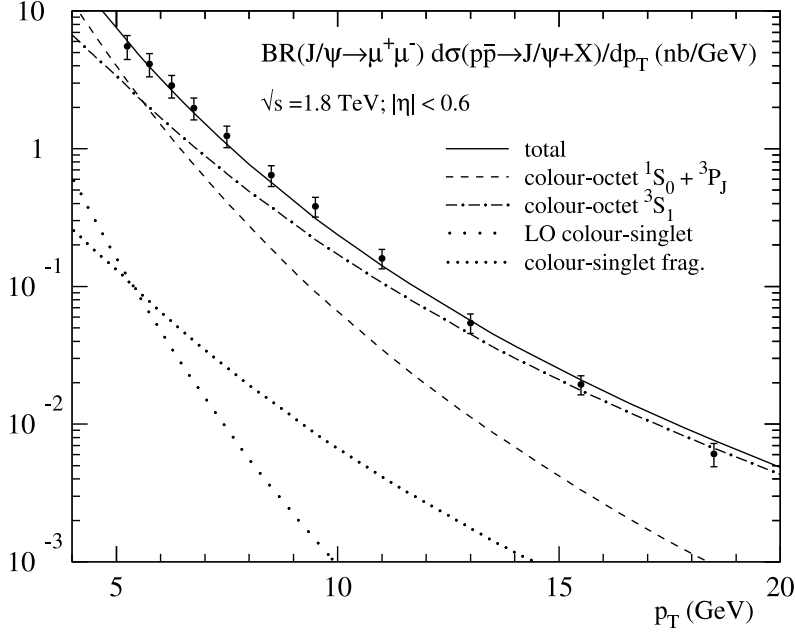


FIG. II.8: Dépendance en impulsion transverse de la production du J/ψ mesurée au Tevatron et comparée à différents modes de production du J/ψ [67].

Dépendance en rapidité de la section efficace différentielle

La figure II.10 présente la dépendance en rapidité de la section efficace de production du J/ψ mesurée dans les collisions $p + p$. La statistique est bien plus importante que dans la précédente prise de données $p + p$ (*Run 3*) ; aussi est-il possible de disposer de onze tranches en rapidité. Cela permet de mieux connaître la forme de la distribution en rapidité de la production du J/ψ .

Un des modèles présentés sur la figure est celui de la NRQCD [74, 75], la production du J/ψ étant obtenue par fusion de gluons et la composante d'octet de couleur étant dominante. Cette figure montre que la prédiction obtenue dans le cadre de la NRQCD ne reproduit pas de manière satisfaisante la variation plutôt raide du spectre à grande rapidité. A ce jour, aucun modèle ne fournit de prédiction en bon accord avec le spectre en rapidité du J/ψ produit à l'énergie du RHIC.

Dépendance en impulsion transverse de la section efficace différentielle

La figure II.11 montre la dépendance en impulsion transverse p_T de la section efficace de production du J/ψ dans les collisions $p + p$. Les mesures réalisées s'étendent jusqu'à ~ 8 GeV/c, et les données permettent là aussi d'accroître la précision avec laquelle est connue la forme du spectre en p_T jusqu'à environ 5 GeV/c. Les valeurs ainsi déduites du p_T^2 intrinsèque du J/ψ réactualisent celles précédemment publiées : un ajustement du spectre en p_T est donc effectué dans ce but, et donne $\langle p_T^2 \rangle = 4, 14 \pm 0, 18^{+0,30}_{-0,20}$ (GeV/c)² à mi-rapacité et $\langle p_T^2 \rangle = 3, 59 \pm 0, 06 \pm$

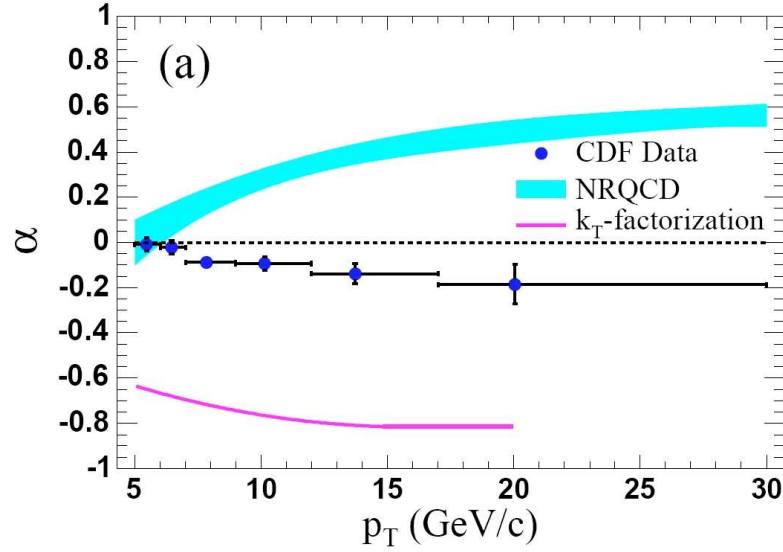


FIG. II.9: Évolution de la polarisation du J/ψ en fonction de son impulsion transverse mesurée au Tevatron [72].

0, 16 $(\text{GeV}/c)^2$ à rapidité avant.

Quant au contexte théorique, à ce jour, seuls les auteurs de [74, 75] ont publié une prédiction de la dépendance en p_T de la section efficace de production du J/ψ à l'énergie du RHIC. Travaillant dans le cadre de la NRQCD, ils reproduisent ainsi avec succès la dépendance en impulsion transverse telle qu'elle a été mesurée pour le *Run 3*. Il serait intéressant de comparer leurs prédictions aux résultats plus précis du *Run 5*.

Section efficace totale

De ces résultats est extraite la section efficace totale de production du J/ψ dans les collisions $p + p$ multipliée par le rapport d'embranchement dans le canal dileptonique : $B_{ll}\sigma_{pp}^{J/\psi} = 178 \pm 3^{\text{stat}} \pm 53^{\text{sys}} \pm 18^{\text{norm}}$ nb.

II.2 Effets nucléaires froids sur la production du J/ψ

Les effets nucléaires froids constituent un élément crucial pour la compréhension de la production du J/ψ dans un QGP. En effet, même en l'absence de QGP, la production du J/ψ est affectée, dans les collisions d'ions, par la présence de la matière nucléaire environnante. On distinguera deux types d'effets :

- les effets de l'état final qui correspondent à l'interaction des états liés $c\bar{c}$ avec les nucléons de la matière nucléaire environnante.
- les effets de l'état initial qui sont associés à la modification des fonctions de distribution de partons dans les nucléons liés d'un noyau.

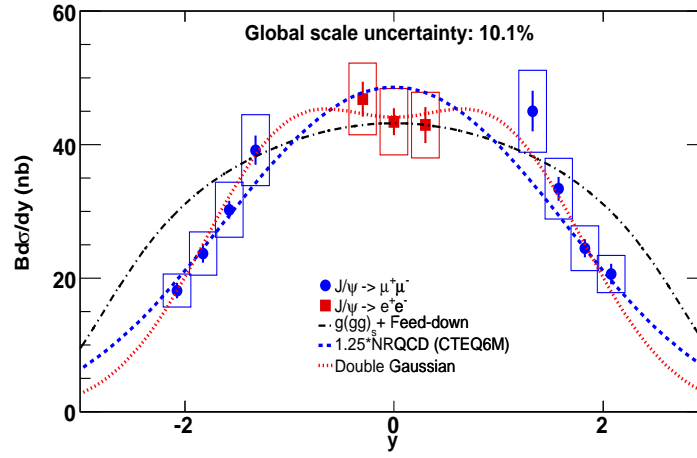


FIG. II.10: Dépendance en rapidité de la section efficace de production du J/ψ mesurée dans les collisions $p + p$ à $\sqrt{s} = 200$ GeV au RHIC [73].

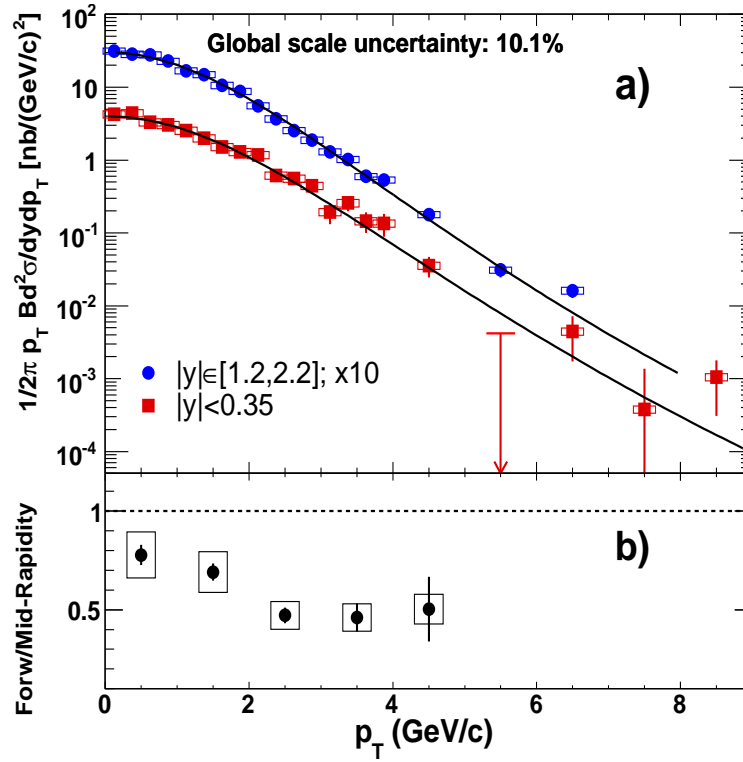


FIG. II.11: Dépendance en impulsion transverse de la section efficace de production du J/ψ mesurée dans les collisions $p + p$ à $\sqrt{s} = 200$ GeV au RHIC [73].

II.2.1 Suppression du J/ψ due à l'absorption nucléaire

Une fois produite, la pré-résonance $c\bar{c}$ est susceptible d'interagir avec les nucléons issus du projectile et de la cible. Ces interactions peuvent conduire à sa dissociation *via* la réaction $c\bar{c} + h \rightarrow D + \bar{D} + X$ qui transforme l'état la pré-résonance en une paire $D\bar{D}$. Ainsi, les interactions des états liés $c\bar{c}$ avec la matière nucléaire conduisent à la réduction de leur production effective. Ce mécanisme qui s'apparente à une absorption par la matière nucléaire dépend en principe de l'état quantique (singlet ou octet de couleur notamment) de la pré-résonance $c\bar{c}$. Cependant, elle peut être simplement paramétrée grâce à une unique section efficace σ_{abs} d'interaction inélastique de la paire $c\bar{c}$ avec la matière nucléaire. Il en résulte l'expression suivante : à paramètre d'impact b donné, de la probabilité de survie d'une paire $c\bar{c}$ produite au point z_0 dans le noyau cible de masse A s'écrit

$$S_A(b, z_0) = \exp \left[-A\sigma_{abs} \int_{z_0}^{\infty} dz \rho_A(b, z) \right] \quad (\text{II.22})$$

où :

- nous intégrons sur le chemin que doit parcourir la paire $c\bar{c}$ depuis le point où elle a été produite jusqu'à sa sortie du noyau ;
- $\rho_A(b, z)$ décrit le profil de densité nucléaire, donné par la représentation paramétrique de Woods-Saxon.

Une fois associé au modèle de Glauber, l'expression (II.22) permet de calculer analytiquement ou en utilisant un programme Monte-Carlo l'absorption nucléaire attendue selon la valeur de σ_{abs} , et ce en fonction de la centralité (par l'intermédiaire du paramètre d'impact). La probabilité de survie peut aussi être décrite plus simplement selon l'expression ci-après :

$$S \sim \exp(-\rho_0 \sigma_{abs} L) \quad (\text{II.23})$$

où L dénote la longueur de matière nucléaire traversée et ρ_0 est la densité nucléaire normale.

II.2.2 Effet du *shadowing* sur la production du J/ψ

Comme il a été mentionné précédemment, le *shadowing* est un effet de l'état initial. Il affecte les fonctions de distribution de partons (PDF) dans les nucléons d'un noyau. Nous nous proposons d'aborder ici, parmi les différents modèles, deux modèles d'essence différente :

- le EKS *shadowing* [76, 77, 78, 79], où le rapport R_g^A de la PDF des gluons dans un noyau A à la PDF des gluons dans le proton est mesuré expérimentalement à une énergie Q_0^2 donnée puis déterminé théoriquement à une autre énergie Q^2 en faisant évoluer R_g^A selon les équations d'évolution DGLAP [80, 81, 82] ;
- le CF *shadowing* [83] qui est dérivé du formalisme de diffusion multiple et d'effets de cohérence.

Dans les deux cas, pour tenir compte de l'effet d'(anti-)shadowing, la section efficace de production de la paire $c\bar{c}$ dans les collisions $A + B$ doit être corrigée d'un facteur R_{shadow} par rapport à une somme incohérente de collisions binaires nucléon-nucléon. Tout l'enjeu des modèles de shadowing consiste à évaluer R_{shadow} .

EKS shadowing

Lors des expériences de diffusion profondément inélastique (DIS) $e + p$ (cf [84] pour une revue détaillée), le photon virtuel de quadri-impulsion q^2 échangé permet de sonder la structure du proton. Celle-ci est en particulier caractérisée par la fonction de structure F_2^p , définie dans le modèle collinéaire des partons selon :

$$F_2^p(x, Q^2) = x \sum_i e_i^2 f_i(x, Q^2) \quad (\text{II.24})$$

où i désigne une des espèces de partons constitutifs du proton, e_i est la charge électrique fractionnaire du parton considéré et f_i désigne la probabilité de trouver le parton i portant la fraction x d'impulsion du proton. Nous retrouvons donc ici une définition plus formelle de la PDF que nous avons déjà rencontré auparavant. L'échelle d'énergie du processus est donnée par $Q^2 = -q^2$. Rappelons que les PDF dépendent fortement de x et dans une bien moindre mesure de Q^2 , comme nous l'avons vu dans la section II.1.3.2 (page 34).

La fonction de structure nucléaire peut être définie comme le rapport de la fonction de structure nucléaire par nucléon F_2^A/A normalisée par la fonction de structure du nucléon (définie comme $F_2^{\text{deuterium}}/2$). Ceci revient à écrire le rapport [85] :

$$R_{F_2}^A(x, Q^2) = \frac{F_2^A(x, Q^2)}{A F_2^{\text{nucléon}}(x, Q^2)} \quad (\text{II.25})$$

qui a également été déterminé pour une grande variété de noyaux lors d'expérience DIS. Ce rapport n'est généralement pas égal à l'unité, ce qui indique que la fonction de structure nucléaire par nucléon est différente de la fonction de structure du proton. Cela résulte d'une modification des PDF des différentes espèces de partons (quarks, antiquarks, gluons) au sein d'un nucléon lié par rapport à celui du nucléon libre. La fonction de structure du nucléon et donc les PDF dans le nucléon étant déjà connues, la mesure du rapport (II.25) permet aux auteurs de la représentation paramétrique EKS98 [78, 79] de dériver les PDF nucléaires à une échelle d'énergie donnée $Q_0^2 = 2,25 \text{ GeV}^2$. Les équations d'évolution DGLAP [80, 81, 82] permettent ensuite de les déduire à une échelle d'énergie $Q^2 > Q_0^2$.

En nous référant à la représentation paramétrique EKS, nous nous intéressons plus particulièrement à la PDF des gluons étant donné que la paire $c\bar{c}$ est essentiellement produite par fusion de gluons aux énergies du RHIC. Ainsi, la modification des PDF des gluons dans le noyau induira un changement de la section efficace de production de la paire $c\bar{c}$ dans les collisions d'ions par rapport à celle constatée dans

les collisions $p + p$. Cette modification est caractérisée par le rapport :

$$R_g^A(x, Q^2) = \frac{f_{g/A}(x, Q^2)}{f_g(x, Q^2)} \quad (\text{II.26})$$

où $f_{g/A}$ désigne la PDF des gluons dans le noyau, et f_g celles des gluons dans un nucléon.

La figure II.12 présente, à titre d'exemple, l'évolution du rapport $R_g^A(x, Q^2)$ de modification des PDF des gluons dans un noyau de Pb en fonction de x pour différentes valeurs de Q^2 , allant de 2,25 GeV^2 à 10⁴ GeV^2 . Les différentes régions en x accessibles aux énergies du SPS, du RHIC et du LHC sont également indiquées. L'évolution du rapport R_g^A peut être décomposée en différentes régions, selon les valeurs prises par ce rapport en fonction de x . Deux régions nous intéressent particulièrement puisqu'elles peuvent avoir une incidence sur la physique étudiée au SPS et au RHIC : il s'agit de la région dite de *shadowing* correspondant aux petits $x < 0,1$ où $R_g^A \leq 1$, et de celle d'*anti-shadowing* correspondant à l'intervalle $0,1 \leq x \leq 0,3$ où $R_g^A \geq 1$.

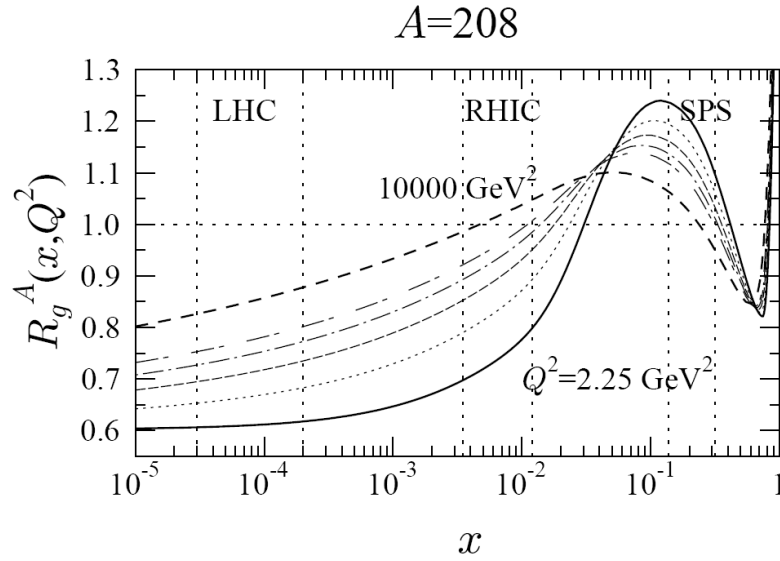


FIG. II.12: Évolution du rapport $R_g^A(x, Q^2)$ de modification des PDF des gluons dans un noyau de Pb en fonction de x pour différentes valeurs de Q^2 , allant de 2,25 GeV^2 à 10⁴ GeV^2 . Figure extraite de [78].

L'existence des régions de *shadowing* et d'*anti-shadowing* peuvent être comprises de la manière suivante. Ainsi qu'illustré par la figure II.4 (page 35), les gluons sont plus nombreux à petits x qu'à grand x . Or, la « taille » d'un gluon (sa longueur de cohérence) est inversement proportionnelle à x . Ces gluons de grande taille, proches les uns des autres, auront donc tendance à fusionner. Il en résulte que la proportion de gluons à petits x au sein des noyaux a tendance à se dépeupler en faveur de la

région à plus grand x . Dans la première région, nous aurons donc du *shadowing*, et dans la deuxième de l'anti-*shadowing*. Il en résultera respectivement une diminution ou une augmentation de la section efficace de production de la paire $c\bar{c}$ dans les collisions $p + A$ par rapport à une somme incohérente de A collisions nucléon-nucléon, le facteur de correction étant égal à R_g^A . Dans le cas de collisions $A + B$, le facteur de correction total s'écrit :

$$R_{shadow}^{EKS} = R_g^A(x_1, Q^2) \times R_g^B(x_2, Q^2) \quad (\text{II.27})$$

où x_1 est la fraction d'impulsion portée par le premier gluon, appartenant à un nucléon du noyau A , et x_2 est celle portée par le deuxième gluon, issu d'un nucléon du noyau B .

CF shadowing

Dans cette deuxième approche, le *shadowing* nucléaire peut être vu comme une conséquence de la diffusion multiple. Le photon virtuel échangé lors de la DIS interagit avec les nucléons *via* ses fluctuations hadroniques, notamment les mésons vecteurs ρ , ω et ϕ . La longueur de cohérence de ce photon est $l_c \simeq 1/2m_{\text{nucléon}}x$, ce qui implique qu'à petits $x < 10^{-2}$, $l_c > R_A = 4 \sim 5$ fm où R_A désigne le rayon du noyau A . Dans ce cas, le méson vecteur interagit de manière cohérente avec une grande partie des nucléons du noyau, ce qui a pour conséquence de réduire la section efficace d'interaction, le facteur de correction associé R_{shadow} devant être déterminé. Le CF *shadowing* [83, 86, 85] utilise du formalisme de Gribov [87, 88] pour déterminer l'expression de R_{shadow} . Dans le cas d'une collision $p + A$, nous avons :

$$R_{shadow} = R_{shadow}^A(b) = \frac{1}{1 + A F(s, y^*) T_A(b)} \quad (\text{II.28})$$

où :

- y^* est la rapidité de la particule produite dans le référentiel du centre de masse, et s correspond au carré de l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision ;
- $AT_A(b)$ correspond au nombre de nucléons du noyau A vu par le proton incident étant donné le paramètre d'impact b ;
- la fonction $F(s, y^*)$ détermine le comportement de R_{shadow}^A et donc dans quelle région (*shadowing* ou anti-*shadowing*) de x nous nous trouvons.

L'expression de $F(s, y^*)$ est la suivante :

$$F(s, y^*) = \int_{y_{min}}^{y_{max}} dy \Delta \exp(\Delta y) \quad (\text{II.29})$$

$$= C[\exp(\Delta y_{max}) - \exp(\Delta y_{min})] \quad (\text{II.30})$$

où les paramètres $\Delta = 0,13$ et $C = 0,31 \text{ fm}^2$ sont en relation avec l'amplitude du couplage des interactions gluon-proton et du couplage à trois gluons qui interviennent

dans la théorie, et sont déterminés en ajustant les données obtenues en DIS. Les bornes de l'intégration correspondent à :

$$y_{min}^A = \ln \left(\frac{R_A m_{\text{nucléon}}}{\sqrt{3}} \right) \quad (\text{II.31})$$

$$y_{max}^A = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{s}{m_T^2} \right) \pm y^* \quad (\text{II.32})$$

où $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ désigne la masse transverse de la particule produite. Ainsi, par l'intermédiaire de (II.32), la fonction $F(s, y^*)$ dépend de y^* et de l'impulsion transverse p_T .

Dans le cas d'une collision $A + B$, le facteur de réduction s'écrit sous la forme :

$$R_{shadow}^{CF}(b, z, y^*) = R_{shadow}^A(z) \times R_{shadow}^B(b - z) \quad (\text{II.33})$$

où z indique la position dans le noyau A du nucléon participant au *shadowing* dans la collision $A + B$.

II.2.3 Les effets nucléaires froids au SPS

Au SPS, des études systématiques ont été menées pour évaluer les effets nucléaires froids, en recourant notamment à une grande variété de collisions $p + A$ pour une énergie du faisceau de 400 GeV [89] et de 450 GeV [90]. Les effets nucléaires froids ont été évalués à la fois pour la production du J/ψ et pour celle du $\psi(2S)$. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure II.13, montrant $B_{\mu\mu}\sigma/A$ en fonction de la longueur L de matière nucléaire traversée : σ désigne la section efficace de production du J/ψ ou celle du $\psi(2S)$, $B_{\mu\mu}$ est le rapport d'embranchement $J/\psi, \psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$, et la normalisation par A permet de rendre explicite sur la figure le fait que les effets froids au SPS sont correctement paramétrisés par l'absorption nucléaire

$$\sigma_{pA} = \sigma_0 A \exp[-\sigma_{abs} \cdot \langle \rho_0 L \rangle] \quad (\text{II.34})$$

où ρ_0 est la densité nucléaire et σ_{abs} la section efficace d'absorption (par la matière nucléaire) du charmonium considéré. Recourir à différents noyaux permet de faire naturellement varier la longueur de matière nucléaire traversée par le charmonium. Au SPS, nous avons $\sigma_{abs}(J/\psi) = 4, 18 \pm 0, 35$ mb.

Enfin, notons que la section efficace d'absorption nucléaire du $\psi(2S)$ est supérieure à celle du J/ψ aux énergies du SPS.

II.2.4 Les effets nucléaires froids évalués dans les collisions d + Au au RHIC

Dans l'expérience PHENIX, une campagne de prise de données de collisions d+Au [91] à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV a été menée durant le *Run 3* afin d'évaluer l'importance et le type des effets nucléaires froids aux énergies du RHIC. Ces données

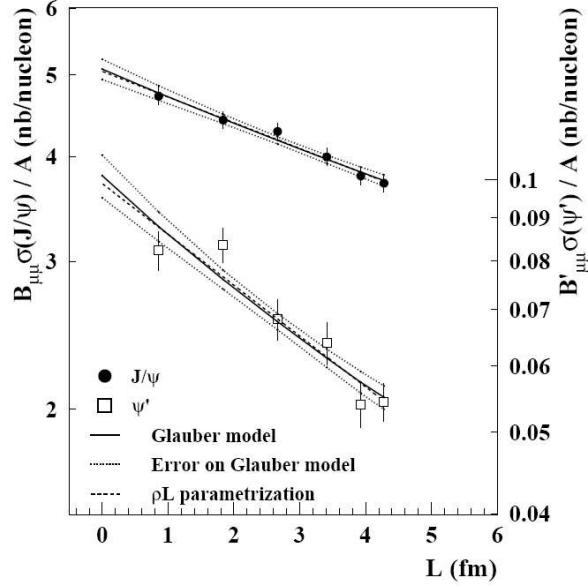


FIG. II.13: Évaluation de l'absorption nucléaire du J/ψ et du $\psi(2S)$ en fonction de la longueur L de matière traversée au SPS dans les collisions $p + \text{Be}$, $p + \text{Al}$, $p + \text{Cu}$, $p + \text{Ag}$, $p + \text{W}$ et $p + \text{Pb}$ à une énergie du faisceau de 400 GeV. Figure extraite de [89].

ont été analysées à la fois dans le cadre du *CF shadowing* et dans le cadre du *EKS shadowing*.

La figure II.14(a) présente le facteur de modification nucléaire R_{dAu} en fonction de la rapidité y , celui-ci étant défini comme le rapport de la section efficace de production du J/ψ dans les collisions $d + \text{Au}$ à celle dans les collisions $p + p$:

$$R_{dAu} = \frac{\sigma_{dAu}}{\sigma_{pp} \times 2 \times 197} \quad (\text{II.35})$$

où le facteur 2×197 correspond au nombre de collisions binaires nucléon-nucléon dans le système $d + \text{Au}$. En l'absence d'effets nucléaires froids, ce rapport devrait être $R_{dAu} = 1$. Nous observons que ce rapport semble être compatible avec l'unité pour les points à rapidité négative et pour le point à rapidité nulle. Il semble être inférieur à l'unité pour $y = 2$, ce qui est attendu dans le cas de la présence de *shadowing* à RHIC : en effet, à rapidité positive (c-à-d. dans la direction dans laquelle se meut le deuton), les partons du noyau d'or qui ont participé à la production du J/ψ portent une faible valeur de $x \sim 10^{-3}$, ce qui correspond effectivement à la région de *shadowing*.

Les figure II.14(a) et II.14(b) comparent les résultats obtenus dans le cadre du modèle EKS [76] au R_{dAu} mesuré en fonction de la rapidité et au R_{dAu} déterminé en fonction de la centralité dans les trois domaines en rapidité (rapidité négative, à mi-rapidité et rapidité positive). Deux valeurs différentes de la section efficace d'absorption nucléaire sont envisagées : $\sigma_{abs} = 1 \text{ mb}$ et $\sigma_{abs} = 3 \text{ mb}$. Les prédictions du

modèle sont en meilleur accord avec les données d + Au pour la première valeur de σ_{abs} .

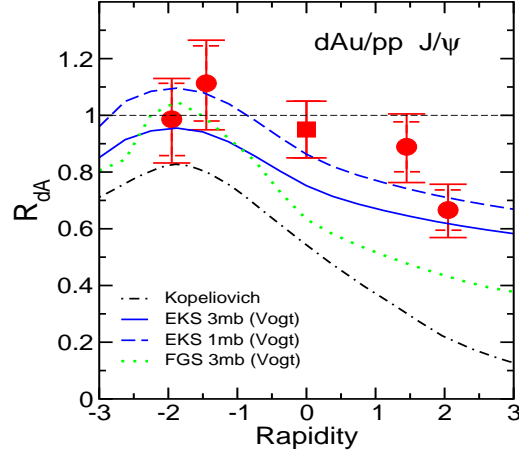
La figure II.15 montre les résultats obtenus dans le cadre du modèle CF pour les trois régions de rapidité explorées par PHENIX. Le modèle permet de rendre raisonnablement compte des données expérimentales. Notons que les auteurs ne prennent ici en compte que les effets liés au *shadowing* ; la section efficace d'absorption est prise égale à $\sigma_{abs}=0$.

II.3 Conclusions

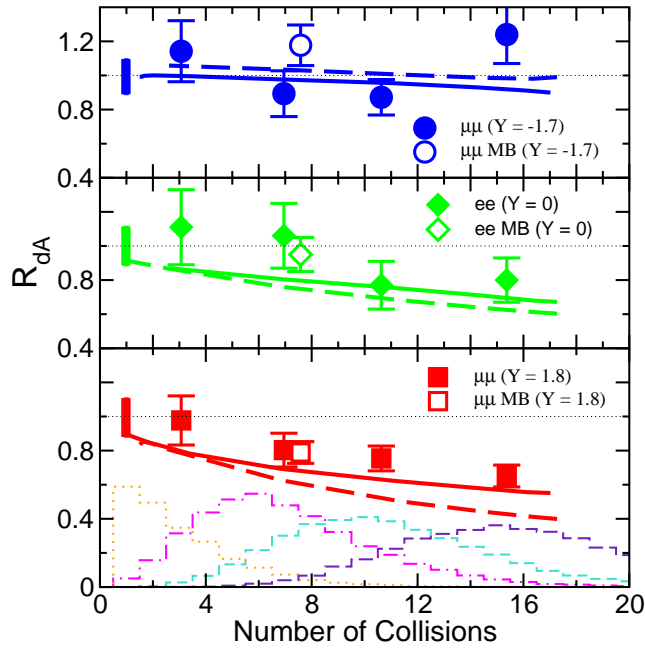
Nous avons présenté dans ce chapitre une sélection de modèles qui s'attachent à décrire d'une part, le mécanisme de production du J/ψ dans les collisions nucléon-nucléon, et d'autre part les impacts des effets nucléaires froids dans les collisions p + A ou A + B. Le modèle de NRQCD qui rencontre le plus de succès a été appliqué au RHIC. Par ailleurs la production du charmonium aux énergies du RHIC est dominée par la fusion des gluons. Cela nous a conduit à nous intéresser à la modification de la fonction de distribution des gluons dans un nucléon lié dans un noyau, conduisant au final aux effets de *shadowing*. La compréhension de ces effets est un préliminaire indispensable pour interpréter la suppression du J/ψ dans les collisions d'ions lourds au SPS et au RHIC comme résultant ou non de la production d'un milieu déconfiné.

Nota Bene. – Dans le cadre de la thèse, nous avons entrepris de développer une méthode Monte-Carlo, que nous avons baptisé JIN¹⁴ : l'objectif est de simuler les effets nucléaires froids sur la production de J/ψ en s'appuyant sur le modèle de Glauber pour décrire la géométrie des collisions. Nous nous sommes attachés à intégrer dans cette formulation de la méthode les deux modèles de *shadowing* EKS et CF, et ultérieurement l'absorption nucléaire. Tout type de système (proton-noyau ou noyau-noyau) peut être ainsi traité. L'intérêt de la formulation de JIN est d'utiliser en entrée les distributions cinématiques du J/ψ telles qu'elles sont mesurées dans les collisions p + p (résultats du *Run 5*). Elle permet par ailleurs d'explorer les erreurs systématiques associées aux incertitudes sur les paramètres de Woods-Saxon qui paramétrisent la densité nucléaire. Á l'heure où nous écrivons ces pages, le modèle n'est pas complètement achevé, ce qui nous interdit donc de reporter ici les résultats actuels. Le lecteur intéressé pourra malgré tout trouver une description du principe de fonctionnement de ce Monte-Carlo (appliqué au cas particulier du CF *shadowing*) dans l'annexe D.

¹⁴ J/ψ In Nucleus



(a) Facteur de modification nucléaire du J/ψ dans les collisions d + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV présenté en fonction de la rapidité.



(b) Facteur de modification nucléaire du J/ψ dans les collisions d + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV présenté en fonction du nombre de collisions binaires nucléon-nucléon, pour les trois fenêtres en rapidité explorées par PHENIX.

FIG. II.14: Facteur de modification nucléaire du J/ψ dans les collisions d + Au comparé aux prédictions du modèle EKS *shadowing*. Les prédictions du modèle d'effets froids EKS *shadowing* [76] pour deux valeurs de la section efficace d'absorption nucléaire sont confrontées aux données : $\sigma_{abs} = 1$ mb (courbe en pointillé) et $\sigma_{abs} = 3$ mb (courbe en trait plein).

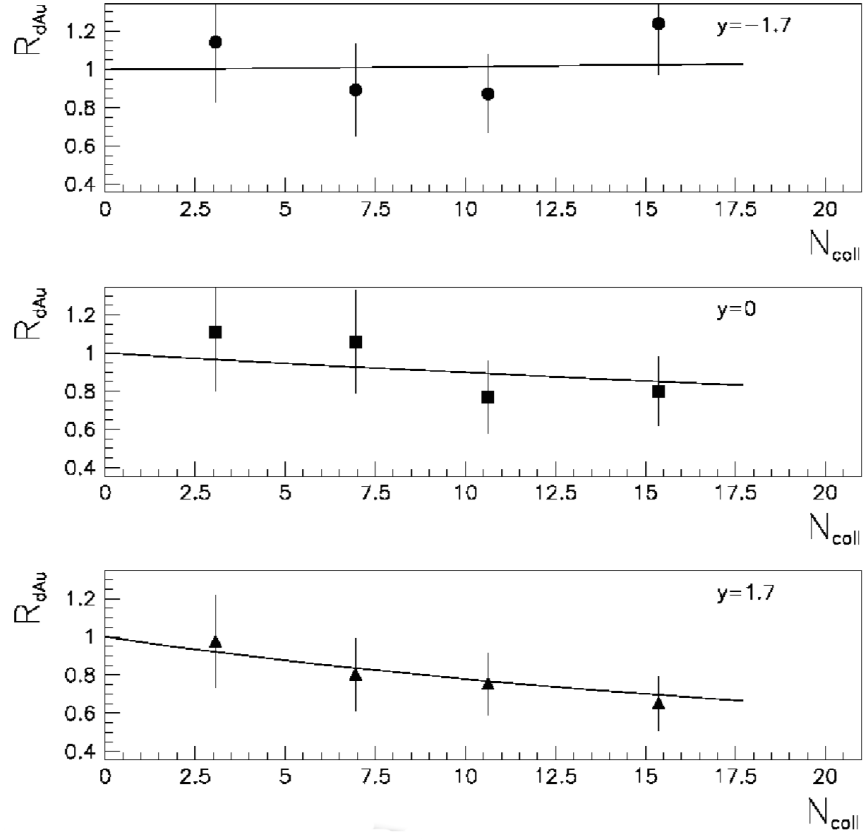


FIG. II.15: Facteur de modification nucléaire du J/ψ dans les collisions d + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV présenté en fonction du nombre de collisions binaires nucléon-nucléon, pour les trois fenêtres en rapidité explorées par PHENIX. Les courbes représentent les prédictions du modèle d'effets froids CF *shadowing*, pour lequel la section efficace d'absorption nucléaire considérée est nulle. Figure extraite de [83].

III

Dispositif expérimental et acquisition des données

Après une brève présentation du collisionneur RHIC et des expériences qui y sont installées, ce chapitre s'attache à décrire le détecteur PHENIX. Nous verrons en particulier la structure, le fonctionnement et les performances de deux des sous-systèmes cruciaux dans les prises de données $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ du Run 5 Cu + Cu : les BBC, utilisés pour mesurer la position du vertex le long de l'axe du faisceau ainsi que la centralité, et les spectromètres à muons. Nous verrons aussi, avec l'exemple des spectromètres à muons, comment est réalisée l'acquisition des données, depuis la lecture des signaux sur les parties sensibles du détecteur jusqu'à leur éventuel enregistrement sur bande selon la réponse des systèmes de déclenchement.

III.1 Le collisionneur et les expériences à RHIC

Le collisionneur RHIC¹ se trouve sur le site du *Brookhaven National Laboratory* dans l'État de New-York. La spécificité du RHIC ne réside pas seulement dans la grande variété d'espèces qui peuvent y être accélérées (et qui l'ont été, cf Tableau III.1) – depuis le proton jusqu'à l'or ($A=197$, $Z=79$). Elle est également dans le domaine d'énergie balayé, d'une part, et la possibilité de donner une polarisation aux protons d'autre part. Les collisions de protons polarisés devraient permettre de mesurer la contribution des gluons au spin du proton, alors que les collisions d'ions lourds autorisent en principe l'exploration du diagramme de phase de la matière nucléaire. Le RHIC devrait ainsi pratiquer des incursions plus lointaines en densité d'énergie et en température : l'énergie disponible $\sqrt{s_{NN}}$ par paire de nucléons dans le centre de masse est environ dix fois plus grande à RHIC qu'au SPS. L'énergie maximale délivrée par le RHIC atteint 250 GeV pour le proton et décroît d'un facteur Z/A pour atteindre 100 GeV/nucléon pour l'or. Les ions circulent dans deux anneaux concentriques indépendants de 3,8 km de circonférence, équipés d'aimants supraconducteurs. Chaque anneau étant alimenté par sa propre source d'ions, des collisions tant

¹*Relativistic Heavy Ion Collider*

symétriques qu'asymétriques sont réalisables. Les ions y sont injectés par paquets, lesquels se croisent toutes les 106 ns. À l'énergie maximale, le RHIC [92] est conçu pour délivrer une luminosité d'environ $10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour des faisceaux de proton. Cette luminosité décroît jusqu'à atteindre $2 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ pour l'or, moyennée sur la durée de vie du faisceau qui est d'environ dix heures. Les faisceaux se croisent en six points d'interaction. Quatre de ces régions d'interaction sont instrumentées, respectivement par les détecteurs PHOBOS [93], BRAHMS [94], STAR [95] et PHENIX [96]. Ils sont redondants dans l'observation d'un certain nombre de processus physiques, ce qui permet de vérifier et de confirmer les résultats de chaque expérience en regard de ceux des expériences concurrentes. Mais ces détecteurs sont aussi complémentaires les uns des autres, car leurs régions en rapidité ou en impulsion peuvent être différentes.

PHOBOS, dont la dernière prise de données a été celle de 2005, se caractérise par sa technologie de détecteurs au silicium et par sa capacité unique à RHIC pour la détection des particules chargées de très faible impulsion transverse, c.-à-d. $30 \text{ MeV}/c < p_T < 1 \text{ GeV}/c$ qui est précisément la région en p_T qui concentre la majorité des particules produites. PHOBOS a été conçu dans l'optique d'une étude la plus complète possible des paramètres globaux des collisions d'ions lourds aux énergies du RHIC. Ainsi, ce détecteur peut mesurer sur quasiment tout l'angle solide la multiplicité des particules chargées sur un grand intervalle en pseudo-rapacité $-5.4 < \eta < 5.4$. L'identification des particules et la détermination de leur impulsion sont effectives dans un domaine plus restreint $0 < \eta < 2$. Une telle identification permet l'étude des rapports d'abondance anti-particules/particules.

BRAHMS² est équipé de deux spectromètres mobiles, chacun pouvant être positionné à un angle θ ajustable par rapport à l'axe du faisceau ($2.3^\circ < \theta < 30^\circ$ pour le spectromètre à grande rapidité, et $30^\circ < \theta < 95^\circ$ pour le spectromètre à mi-rapacité). L'ensemble est dédié à la spectroscopie des hadrons chargés, notamment à la caractérisation de leur production. BRAHMS opère dans un intervalle en rapidité $0 < y < 4$ bien plus étendu que les trois autres expériences du RHIC ($|y| < 2$), et dans un large intervalle en impulsion (séparation K/p jusqu'à $p \approx 5.2 \text{ GeV}/c$ et π/K au-delà de $15 \text{ GeV}/c$).

Le détecteur STAR³ consiste essentiellement en une grande chambre à projection temporelle cylindrique installée dans un aimant de type solénoïde. Cette chambre permet d'identifier et de suivre avec précision les particules chargées dans l'intervalle en pseudo-rapacité $|\eta| \leq 1.8$ et possède une symétrie azimutale complète. Plusieurs milliers de traces par événement peuvent être ainsi reconstruites. L'ajout du détecteur de vertex en silicium près de la région d'interaction permet d'obtenir une résolution de 2% sur l'impulsion mesurée. STAR était initialement conçu pour mesurer la production des hadrons chargés à mi-rapacité. La grande *acceptance* dont STAR est pourvu le rend particulièrement apte à la caractérisation événement par événement des collisions ainsi qu'à la détection des jets de hadrons. STAR est aussi équipé de

²Broad Range Hadron Magnetic Spectrometers

³Solenoid Tracker at RHIC

calorimètres, d'où la capacité supplémentaire de détection de photons et d'électrons.

PHENIX⁴ est constitué d'un grand nombre de sous-détecteurs (11) complémentaires les uns des autres. Ils permettent de détecter les hadrons, photons, électrons et muons. Sa structure sera détaillée dans les sections suivantes. La luminosité exploitée par PHENIX tout au long des campagnes de prises de données successives (*Run*) à RHIC est indiquée dans le Tableau III.1, ainsi que le nombre de J/ψ recueillis pour chaque canal de désintégration. Le travail présenté dans ce mémoire participe à l'analyse des données du *Run 5* Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV en vue de l'extraction du nombre de $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Ces données ont été recueillies entre début janvier et début mars 2005.

<i>Run</i>	Date	Espèces	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	$\int \mathcal{L}_{\text{PHENIX}} dt$	J/ψ e^+e^- $\mu^+\mu^-$		Réf.
1	2000	Au + Au	130	$1 \mu\text{b}^{-1}$			
2	2002	Au + Au	200	$24 \mu\text{b}^{-1}$	13		[97]
		p + p	200	$0,15 \text{ pb}^{-1}$	46	65	[98]
3	2003	d + Au	200	$2,7 \text{ nb}^{-1}$	360	1660	[91]
		p + p	200	$0,35 \text{ pb}^{-1}$	130	450	[91]
4	2004	Au + Au	200	$241 \mu\text{b}^{-1}$	1000	4500	[99]
		Au + Au	62,4	$9,1 \mu\text{b}^{-1}$	~ 13	–	–
		p + p	200	324 nb^{-1}	–	–	–
5	2005	Cu + Cu	200	$3,06 \text{ nb}^{-1}$	2300	9000	[100]
		Cu + Cu	62,4	$190,2 \mu\text{b}^{-1}$	~ 60	~ 146	[101]
		p + p	200	3.8 pb^{-1}	1500	8005	[73]
6	2006	p + p	200	10.7 pb^{-1}	analyse en cours		
		p + p	62,4	0.1 pb^{-1}	analyse en cours		

TAB. III.1: Luminosité intégrée et nombre de J/ψ (dans les canaux de désintégration e^+e^- et $\mu^+\mu^-$) collectés par l'expérience PHENIX au cours des différentes campagnes de prise de données à RHIC.

III.2 Vue d'ensemble de PHENIX

Les nombreux sous-détecteurs de PHENIX peuvent être regroupés en trois catégories :

- un ensemble de détecteurs dits « globaux », disposés près du faisceau, sont utilisés pour caractériser chaque événement (instant et vertex de la collision, multiplicité des particules produites) ;
- deux spectromètres centraux (Est et Ouest) disposés latéralement (perpendiculairement à la direction du faisceau) à mi-rapacité $|y| < 0.35$, couvrent chacun

⁴Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment

- 90° en angle azimutal et sont dédiés à la détection des électrons, photons et hadrons chargés ;
- deux autres spectromètres (Nord et Sud) sont disposés dans la direction du faisceau, à grande rapidité $1.2 < |y| < 2.2$, ont une couverture azimutale totale et sont instrumentés pour la détection des muons.

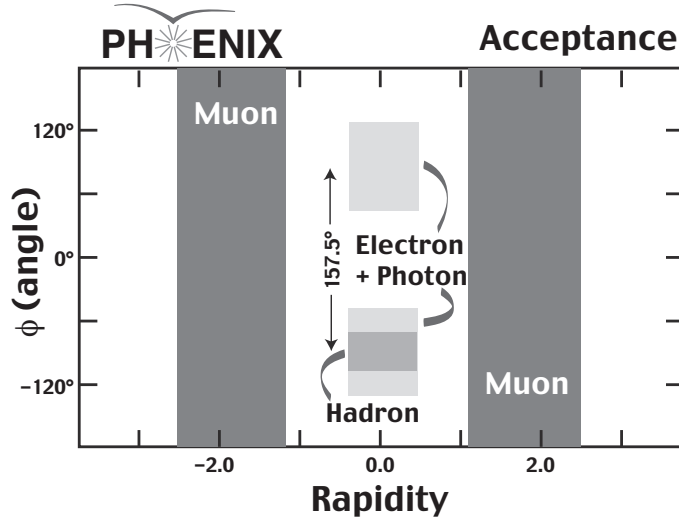


FIG. III.1: *Acceptance* des spectromètres centraux et des spectromètres à muons de PHENIX pour diverses particules.

La figure III.1 résume l'*acceptance* de PHENIX selon le type de particule détectée (et donc selon le spectromètre utilisé). L'agencement des différents sous-systèmes au sein du détecteur est illustré par la figure III.2. Une vue en coupe où apparaît plus clairement la segmentation de chaque spectromètre est aussi disponible, cf. Fig. III.4. Enfin, la configuration de lignes de champ magnétiques est illustrée par la figure III.3. Les sections suivantes s'attachent à la description des trois groupes de sous-détecteurs (structure et fonctionnement), et ce avec un intérêt tout particulier pour les détecteurs globaux et les spectromètres à muons sollicités pour collecter les données qui nous intéressent.

III.3 Détecteurs globaux

Les détecteurs globaux sont ainsi nommés car ils permettent d'associer à chaque événement des observables expérimentales communes aux deux autres groupes de sous-détecteurs de PHENIX, et dans une plus large mesure, communes aux quatre expériences du RHIC. Pour caractériser chaque événement, il est nécessaire de déterminer :

- si une collision a eu lieu et d'y associer un système de déclenchement global de premier niveau, dit de biais minimum, afin de pouvoir enregistrer la réponse

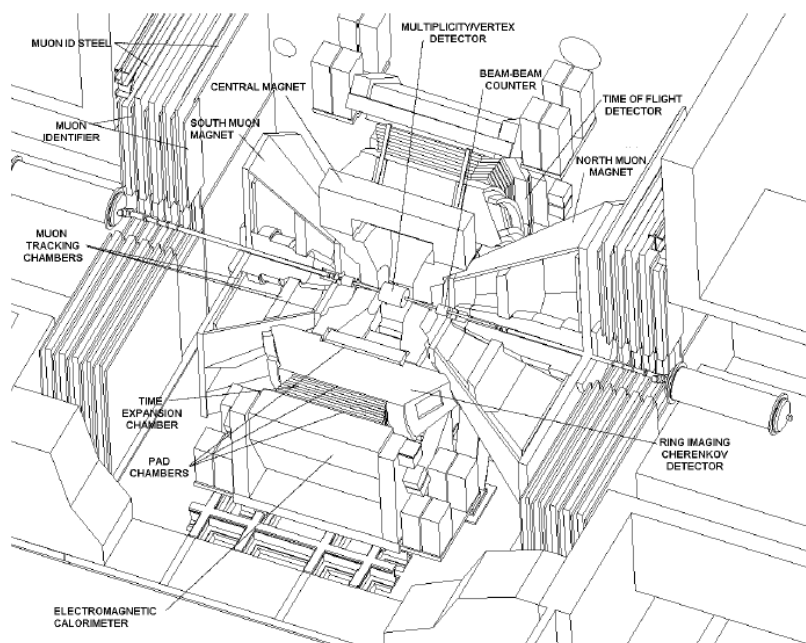


FIG. III.2: Vue tridimensionnelle des éléments du détecteur PHENIX. Certaines parties externes sont volontairement non représentées pour laisser apparaître les structures internes du détecteur. Le spectromètre Nord est à droite sur la Fig., le Sud à gauche.

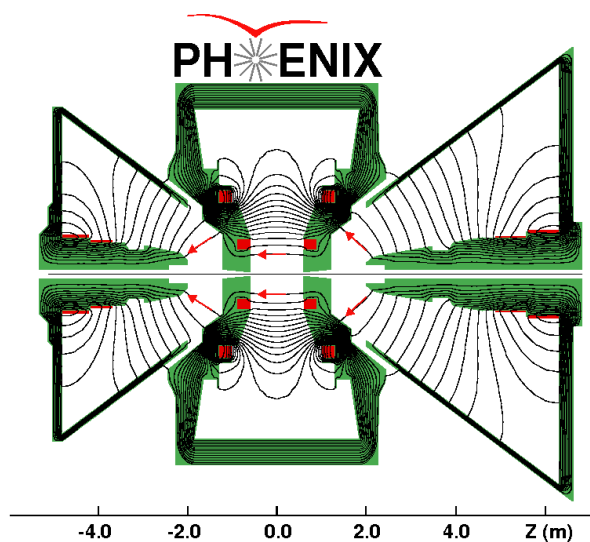


FIG. III.3: Configuration des lignes du champ magnétique dû aux aimants des bras centraux et des bras à muon.

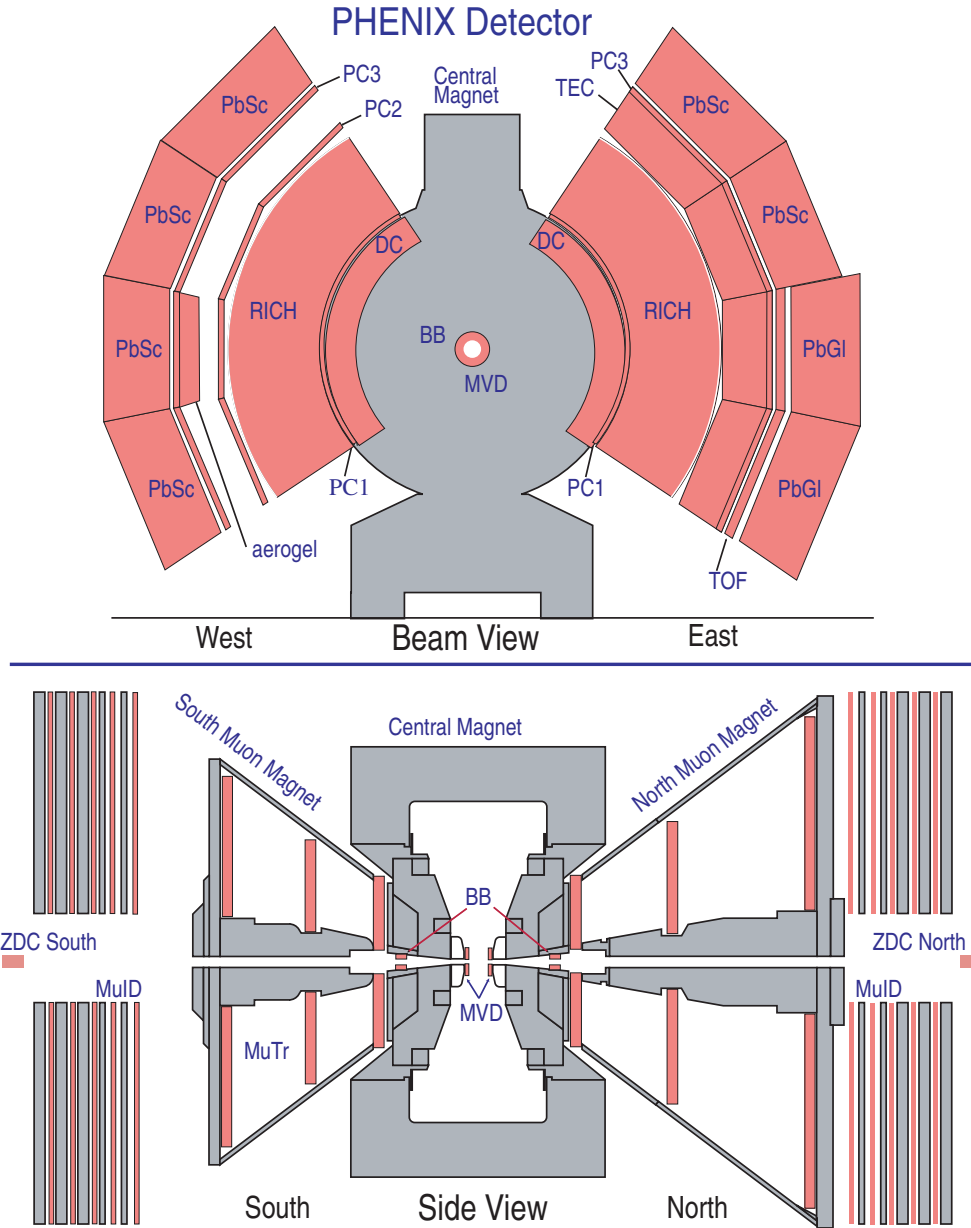


FIG. III.4: Vue en coupe des spectromètres centraux (en haut) représentés dans le plan orthogonal à la direction du faisceau et des spectromètres à muons (en bas) représentés dans le plan contenant l'axe du faisceau. Les détecteurs globaux (BBC, MVD et ZDC) et les aimants figurent aussi sur ce schéma. Les parties instrumentées sont en rose.

- de tous les autres sous-détecteurs pour cet événement ;
- le temps initial associé à cette collision, indispensable pour les mesures de temps de vol ;
- le vertex de la collision, utile pour la reconstruction ;
- la centralité de la collision dans le cas de collision d’ions, puisque la densité volumique d’énergie mise en jeu et dont dépend l’état de la matière nucléaire est corrélée à la centralité.

Deux des trois détecteurs globaux⁵ de PHENIX sont utilisés dans la reconstruction et la recherche des candidats J/ψ dans les données : les calorimètres à zéro degré (ZDC⁶) et les compteurs d’interactions à chaque croisement des paquets d’ions du faisceau (BBC⁷). Les données du *Run 5* Cu + Cu dont nous disposons pour l’extraction des $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ exploitent uniquement les renseignements fournis par le BBC. Mais les précédentes analyses, en particulier celle des données du *Run 4* Au + Au, ont eu recours à une corrélation des mesures fournies par le BBC et le ZDC pour déterminer la centralité.

III.3.1 Les calorimètres à zéro degré (ZDC)

Tout comme les trois autres expériences à RHIC, PHENIX est équipé de deux ZDC [102], installés à 18 m de part et d’autre du point d’interaction entre les deux tubes à vide du faisceau (cf. Fig. III.5). Ainsi, les ZDC font office de moniteur de luminosité à chacune des régions d’interaction à RHIC, en particulier à PHENIX. En tant que partie intégrante du détecteur, ils peuvent servir de système de déclenchement global de premier niveau pour chaque collision. C’est un des deux systèmes de déclenchement de biais minimum de PHENIX. Mais le déclenchement des ZDC n’est pas requis pour la recherche des candidats J/ψ dans les données, au contraire de la possibilité que ce détecteur offre pour aider à déterminer la centralité d’une collision. Les ZDC sont des calorimètres hadroniques (cf. Fig. III.6) qui mesurent à très grande pseudo-rapacité ($4.7 < |\eta| < 5.6$) l’énergie des neutrons « spectateurs » issus des fragments résiduels des ions initiaux, c.-à-d. ceux qui n’ont pas participé à la collision. Ces fragments, supposés petits, ont une trajectoire très proche de la direction du faisceau, ce qui explique la localisation des ZDC. Ceux-ci ne peuvent recueillir ni les ions du faisceau ni les fragments chargés (protons) car ils sont situés après les dipôles magnétiques qui font diverger le faisceau de part et d’autre de la région d’interaction. La proportion de nucléons spectateurs pour chaque collision est directement reliée à la géométrie de la collision. Plus une collision est centrale, plus le paramètre d’impact (la distance entre le centre de chacun des noyaux dans le plan transverse au faisceau) est faible. Moins élevée sera en conséquence la proportion de nucléons – et donc de neutrons – spectateurs de la collision. C’est pourquoi les ZDC peuvent aussi être utilisés pour déterminer la centralité. L’efficacité des ZDC est optimale dans les collisions périphériques, car c’est dans cette configuration géométrique

⁵Le troisième est le détecteur de multiplicité (MVD pour *Multiplicity-Vertex Detector*), cf. [96].

⁶*Zero Degree Calorimeters*

⁷*Beam-Beam Counters*

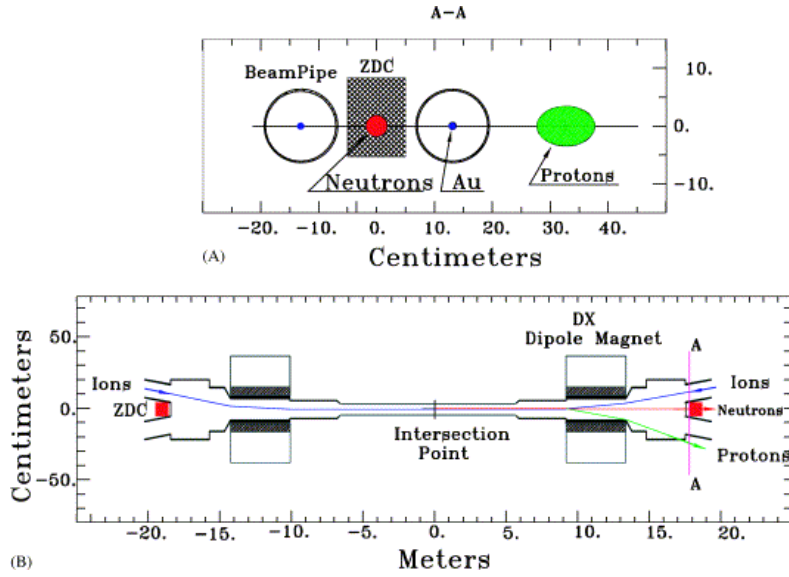


FIG. III.5: Panneau inférieur : position des ZDC installés entre les deux tubes à vide où circule le faisceau, de part et d'autre du point d'interaction. Panneau supérieur : zoom sur un des ZDC, dans le plan orthogonal à la direction du faisceau. Le champ magnétique qui guide le faisceau dans les anneaux du collisionneur dévie les ions constituant le faisceau (ici Au) ou ses fragments chargés qui n'ont pas participé à la collision (en particulier les protons). Seuls les neutrons, « évaporés » des fragments d'ions, déposent leur énergie dans les ZDC.

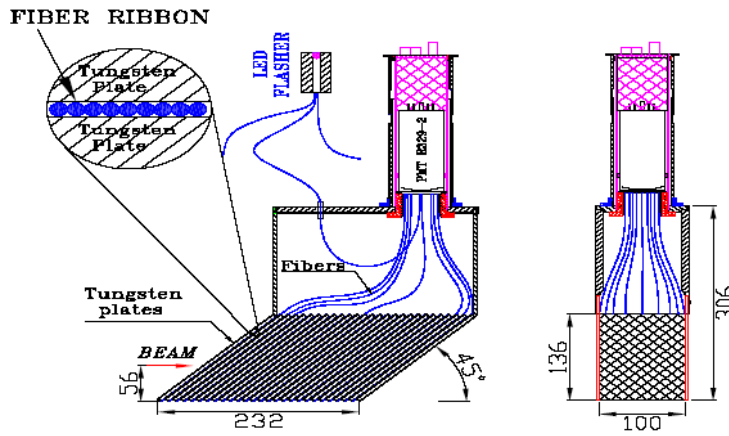


FIG. III.6: Structure d'un des trois modules qui composent un ZDC. Un module est constitué d'une alternance de plaques de tungsten (absorbeur) et de fibres optiques. Les neutrons développent une avalanche hadronique lorsqu'ils traversent l'absorbeur. De la lumière Čerenkov est irradiée dans les fibres au passage des particules chargées issues de l'avalanche. Ces plaques sont inclinées de 45° par rapport à l'axe du faisceau pour obtenir plus de lumière. Les fibres dirigent la lumière sur des photomultiplicateurs.

de la collision que le nombre de (neutrons) spectateurs est le plus important. Une baisse d'efficacité est cependant constatée pour les collisions ultra-périphériques : en pratique, ce type de collision a tendance à laisser des « gros » fragments résiduels et chargés où les neutrons spectateurs restent piégés. Ceci complique donc l'établissement de la relation entre la quantité d'énergie recueillie dans les ZDC et le nombre véritable de neutrons spectateurs : la corrélation entre ces deux quantités s'en trouve amoindrie dans les collisions périphériques. Ainsi, pour une certaine proportion pas très bien connue de collisions périphériques, le nombre de neutrons spectateurs y est sous-estimé, ce qui revient finalement à une surestimation du nombre moyen de nucléons participants pour cette classe d'événements. L'information des ZDC n'est donc plus utilisée dans la détermination de la centralité pour l'analyse des données du *Run 5* et au-delà⁸.

III.3.2 Les compteurs d'interactions (BBC)

PHENIX dispose d'une paire de BBC [104], Nord et Sud, disposés à 1,4 m du point d'interaction (cf. Fig. III.4). Comme illustré sur les figures III.7, un BBC est un assemblage de 64 éléments hexagonaux en quartz servant de milieu où le passage de particules chargées induit une émission de lumière Čerenkov. Chaque quartz est lu par un photomultiplicateur. Chaque BBC est installé autour du tube à vide du faisceau. Il offre une couverture azimutale complète et détecte les particules chargées émises à grande pseudo-rapacité ($3 < |\eta| < 3.9$). Les BBC ont été conçus pour être fonctionnels quelles que soient les espèces utilisées pour la collision (du proton à l'or), dans un environnement à fort taux de radiation et baigné dans un champ magnétique intense (0.3 T).

Les BBC jouent plusieurs rôles cruciaux dans PHENIX :

Ils sont utilisés pour déterminer si une collision a eu lieu ou non : associés à une électronique rapide, ils font office de système de déclenchement de biais minimum désigné sous le sigle BBCLL1⁹. Le seuil de déclenchement est fixé à au moins un photomultiplicateur « allumé » pour chaque BBC (en moyenne, une particule affectée d'une unité de charge « allume » un photomultiplicateur), les deux BBC étant mis en coïncidence. Son efficacité est tout-à-fait satisfaisante¹⁰ : le pourcentage de section efficace de collision inélastique échantillonné ainsi est de $(94 \pm 2)\%$ pour les collisions

⁸Cette information est d'autant moins utilisée qu'on s'est rendu compte que, même dans les collisions mi-périphériques et centrales où les noyaux devraient s'être désintégrés en petits fragments, la quantité d'énergie déposée dans les ZDC est significativement plus faible que celle attendue. Autrement dit, près de la moitié des neutrons spectateurs qui auraient dû atteindre les ZDC l'ont manqué. Apparemment, la corrélation entre énergie déposée dans les ZDC et proportion de neutrons spectateurs reste mal comprise. Pour plus de détails, cf. [103]

⁹BBCLL1 pour *Beam Beam Counter Local Level 1*

¹⁰Les pourcentages de section efficace de collision inélastique donnés comptabilisent uniquement les réponses positives du BBCLL1 lorsque l'instant de la collision correspond bien à un croisement de paquets d'ions et que, de plus, le vertex est dans un intervalle correct $|z_{\text{vtx}}| < 30$ cm. Au-delà de cet intervalle, la forme de la distribution des coups dans les BBC devient (fortement) dépendante de la localisation du vertex. Il devient alors difficile de découper cette distribution en classes de centralité.



(a) Un BBC. Dimensions du cylindre : 29 cm de rayon, 25 cm de longueur.
 (b) Un élément constitutif du BBC, (quartz hexagonal à effet Čerenkov terminé par un photomultiplicateur).
 (c) Installation du BBC autour du cylindre central (au dernier plan, en vert).

FIG. III.7: Photographies du BBC.

Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les événements perdus correspondent à des collisions périphériques. Il n'y a pas de changement significatif de cette efficacité lorsque :

- on change d'espèce d'ion tout en restant à la même énergie ($(92 \pm 3)\%$ pour les collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) ;
- pour la même espèce, moins d'énergie est disponible dans le centre de masse ($(88 \pm 4)\%$ pour les collisions Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 62$ GeV).

Notons que le pourcentage de la section efficace vue par le BBCL1 dans le cas de collisions p + p tombe à $\sim 55\%$.

Les BBC permettent aussi de connaître l'instant T_0 et la coordonnée longitudinale z_{vtx} du vertex de la collision. Ceux-ci sont déterminés en mesurant les temps moyens T_1 et T_2 d'arrivée des particules dans chaque BBC :

$$T_0 = (T_1 + T_2)/2$$

$$z_{vtx} = c(T_1 - T_2)/2$$

La résolution temporelle d'un BBC est de 52 ± 4 ps. La résolution spatiale attendue sur le vertex est de l'ordre de 2 cm pour des collisions p + p. Du fait de la haute multiplicité des collisions Cu + Cu et Au + Au, un plus grand nombre de particules sont recueillies dans les BBC et la résolution spatiale s'en trouve améliorée. A titre d'exemple, dans les collisions Au + Au les plus centrales réalisées à l'énergie maximale que le RHIC peut délivrer, le taux d'occupation du BBC est d'une quinzaine de particules chargées par quartz. La résolution spatiale est alors estimée à ~ 0.5 cm.

Enfin, nous avons recours aux BBC pour caractériser la centralité de la collision. Ceci est vu plus en détail dans la section suivante.

III.3.3 Détermination de la centralité

Il n'est pas possible de mesurer de manière directe le paramètre d'impact d'une collision. La variable expérimentale à laquelle nous avons accès est plutôt la mesure

de la multiplicité, en particulier la production de particules chargées. Celles-ci sont détectées dans le BBC. Ainsi, plus la collision est centrale (plus le paramètre d'impact est faible), plus la production de particules chargées est importante. Le BBC mesure une distribution de charge à partir de laquelle sont définies plusieurs classes de centralité (cf. Fig. III.8). Au sein de PHENIX, la centralité est définie en pourcentage de la section efficace totale de collision inélastique enregistrée par les BBC, plus précisément en centile¹¹. Il reste à déterminer, pour chaque classe de centralité, le nombre moyen de participants $\langle N_{part} \rangle$ par collision d'ions pour les événements de cette classe. La procédure en vigueur dans PHENIX pour le *Run 5* est détaillée ci-dessous [105].

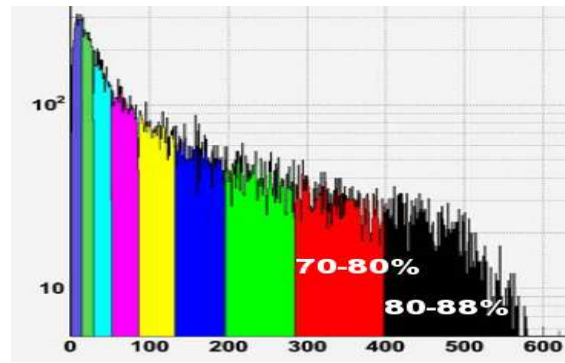


FIG. III.8: Distribution (en échelle logarithmique) de la somme des charges vues par les deux BBC (Nord et Sud) pour le *Run 5* Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les différentes couleurs représentent différentes classes de centralité.

Le nombre de particules chargées créées est supposé être corrélé de manière monotone avec le nombre de participants. La relation entre le nombre de participants et le paramètre d'impact est déterminée à partir d'un générateur d'événements de type Monte-Carlo qui s'appuie sur le modèle de Glauber [29] (développé dans l'appendice A) : le paramètre d'impact de la collision est tiré de manière aléatoire, ainsi que la distribution des nucléons dans chaque noyau (le profil de densité nucléaire est imposé ; la paramétrisation choisie pour les « gros » noyaux est celle de Woods-Saxon [106]). Ce modèle permet donc de connaître le nombre de participants (et le nombre de collisions) événement par événement. Il ne manque plus que la réponse du BBC (notamment son efficacité) dans le cas d'une collision nucléon-nucléon individuelle. Chaque paire de nucléons participants contribue à la charge recueillie par le BBC selon une loi de Poisson dont les paramètres sont déterminés comme suit : la distribution totale obtenue doit être ajustée sur la distribution de charge vue par le BBC. Effectuer des coupures sur la distribution de charge pour définir les classes de centralité revient donc à sélectionner les paires de nucléons participants qui ont contribué à cette partie de la distribution de charge. Au final, à chaque classe de

¹¹Un centile est chacune des 99 valeurs qui divisent les données triées en 100 parts égales, de sorte que chaque partie représente 1/100 de l'échantillon de population.

centralité correspond une distribution de nombre de nucléons participants dont la moyenne est $\langle N_{part} \rangle$ (cf. Fig. III.9). Les incertitudes systématiques sur $\langle N_{part} \rangle$ sont déterminées en faisant varier :

- les paramètres du modèle de Glauber (paramètres de Wood-Saxon, section efficace d'interaction nucléon-nucléon, nucléon modélisé comme une sphère dure ou pas) ;
- la réponse du BBC dans les barres d'erreurs de l'efficacité ;
- la relation entre le nombre de participants et le nombre de particules chargées produites.

En corollaire, le nombre moyen $\langle N_{coll} \rangle$ de collisions binaires nucléon-nucléon (et l'erreur systématique associée) est également comptabilisé en parallèle à $\langle N_{part} \rangle$.

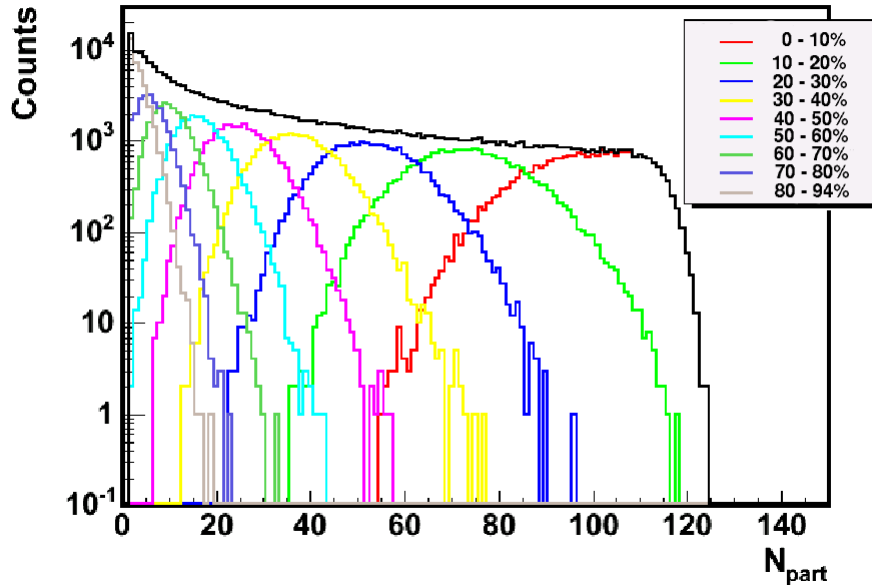


FIG. III.9: Distributions du nombre de nucléons participants par collision Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ obtenues grâce au modèle de Glauber : la distribution totale est en noir ; les différentes couleurs représentent les distributions de N_{part} pour différentes classes de centralité (10% d'amplitude).

III.4 Spectromètres centraux

Comme le montre le panneau supérieur de la Fig. III.4, chaque spectromètre central consiste en une superposition concentrique de différentes couches de détection autour de la région d'interaction, alternant (et parfois combinant) trajectographie et identification des particules. Nous décrivons brièvement ci-dessous leurs fonctionnalités respectives, en progressant toujours de l'intérieur vers l'extérieur du détecteur. Notons que ces détecteurs¹² ne sont pas eux-mêmes plongés dans le champ magnétique, mais détectent des particules qui ont subi ce champ, dû à l'aimant central. Ce champ est axial, d'axe parallèle à l'axe du faisceau (cf. Fig. III.3). De ce fait, les particules chargées subissent une déviation dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau.

Trajectographie Les détecteurs [107] qui mesurent les trajectoires des particules chargées sont les chambres à dérive (DC¹³), les chambres proportionnelles multi-fils (PC¹⁴) et la chambre d'expansion temporelle (TEC¹⁵). Grâce à une mesure précise de la trajectoire des particules en (r, φ) , les DC permettent de déterminer leur impulsion transverse (grâce à la courbure de la trajectoire héritée du passage dans le champ magnétique) ainsi que la masse invariante des paires de particules. Les PC fournissent la localisation spatiale tridimensionnelle utilisée pour déterminer l'impulsion longitudinale (p_z) et utilisée lors de la reconstruction. La TEC est présente uniquement dans le bras Est et permet, en plus de l'information sur la position, une séparation e/π sur l'intervalle en impulsion $250 \text{ MeV}/c < p < 2,5 \text{ GeV}/c$.

Identification des particules Plusieurs éléments [108] en charge de l'identification des particules viennent s'ajouter à ceux cités ci-dessus. Ainsi, les détecteurs Čerenkov (RICH¹⁶) jouent un rôle majeur dans l'identification des électrons, grâce à une excellente séparation e/π puisque les pions ne peuvent générer de rayonnement Čerenkov en dessous d'une impulsion $p = 4,65 \text{ GeV}/c$ dans le CO_2 gazeux dont est rempli le RICH. Le détecteur de temps de vol (TOF¹⁷) est présent uniquement dans le bras Est. L'identification des hadrons chargés est réalisée connaissant la distance parcourue par la particule, en comparant le temps de vol à l'impulsion. Ainsi, la résolution temporelle du TOF (environ 100 ps) permet une séparation K/p jusqu'à $p = 4 \text{ GeV}/c$ et π/K jusqu'à $p = 2,4 \text{ GeV}/c$. Cependant, la couverture azimutale du TOF est réduite à $\Delta\varphi = 45^\circ$, soit la moitié de la couverture azimutale du bras Est. Le scintillateur à plomb (PbSc¹⁸) étend la mesure du temps de vol à l'autre moitié

¹²à l'exception des chambres à dérive qui subissent un champ magnétique résiduel d'intensité maximale 0,06 T

¹³Drift Chambers

¹⁴Pixel Pad Chambers

¹⁵Time Expansion Chamber

¹⁶Ring Imaging Čerenkov Counter

¹⁷Time Of Flight

¹⁸Plomb Scintillator

de ce bras et à tout le bras Ouest, mais avec une résolution temporelle plus faible (270 ps). Enfin, le calorimètre électromagnétique (EMCal) [109] est utilisé pour déterminer l'énergie des électrons et des photons. Sa segmentation fine lui permet aussi d'atteindre une bonne résolution sur leur position. Ainsi, les candidats électrons sont sélectionnés sur la base d'une correspondance entre la trajectoire (DC et PC), la forme et la position du cône de lumière Čerenkov dans le RICH et la position du dépôt d'énergie dans l'EMCal. Ce dernier est constitué en majeure partie du PbSc, l'autre partie étant constituée de verre au plomb (PbGl¹⁹).

Durant le *Run 5* Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, la détection des électrons en vue de la recherche du J/ψ dans le canal diélectron a fait intervenir les DC, PC, RICH et EMCal.

III.5 Spectromètres à muons

Parmi les expériences à RHIC, seul PHENIX possède la capacité de mener des études physiques qui mettent en jeu des muons *identifiés* en tant que tels, et ce grâce aux spectromètres (ou bras) à muons. De multiples objectifs ont guidé leur conception, notamment l'étude de la production des mésons vecteurs et des quarks lourds. Ainsi, la résolution en masse des bras muons [110] aurait dû permettre de bien séparer ρ/ω de ϕ , J/ψ de ψ' , et dans une moindre mesure $\Upsilon(1S)$ de $\Upsilon(2S,3S)$. Ceci revient à une résolution spatiale $\sim 100\mu\text{m}$ pour les plans de mesure.

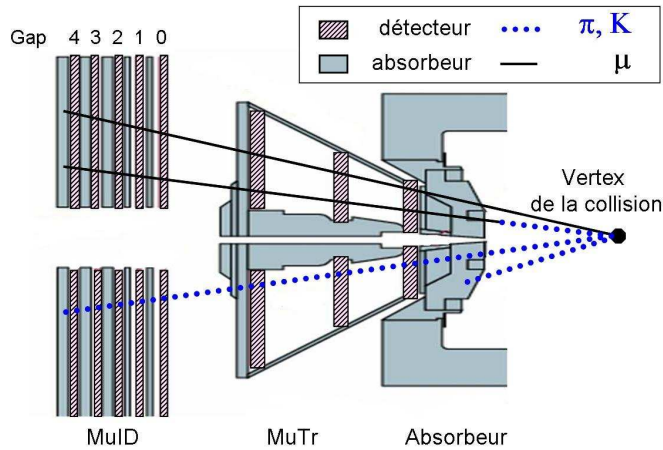


FIG. III.10: Structure d'un spectromètre à muon (ici, le bras Sud), mettant en évidence les parties instrumentées et les parties qui jouent le rôle d'absorbeur. Différentes particules atteignent des zones plus ou moins profondes dans le spectromètre, selon leur identité (hadron, muon issu du vertex primaire ou d'un vertex secondaire).

Comme le montre la Fig. III.10, chaque spectromètre à muons consiste en un tra-

¹⁹Lead Glass

jectographe (MuTr), en forme d'abat-jour, suivi d'un identificateur de muons (MuID). Le MuTr, avec ses plans de chambres proportionnelles à pistes de cathodes baignées dans un champ magnétique, mesure les trajectoires des particules avec une bonne résolution spatiale et l'impulsion avec précision. Le MuTr Sud est de dimension réduite par rapport au MuTr Nord (1,5 m plus court en z) ; les MuID Nord et Sud sont par contre géométriquement similaires. Chacun est constitué d'une alternance de plans instrumentés et d'absorbeurs et permet de séparer les muons des hadrons. En raison de sa segmentation moins fine, la résolution spatiale du MuID est moins grande que celle du MuTr. Cette segmentation conduit à un nombre relativement peu élevé de canaux électroniques, donc rapides à lire, et permet d'utiliser le MuID comme système de déclenchement additionnel de niveau 1 (connu sous le sigle de MUIDLL1). Ce système de déclenchement permet de sélectionner les événements rares tels que ceux contenant un J/ψ par exemple : il n'est donc pas de biais minimum.

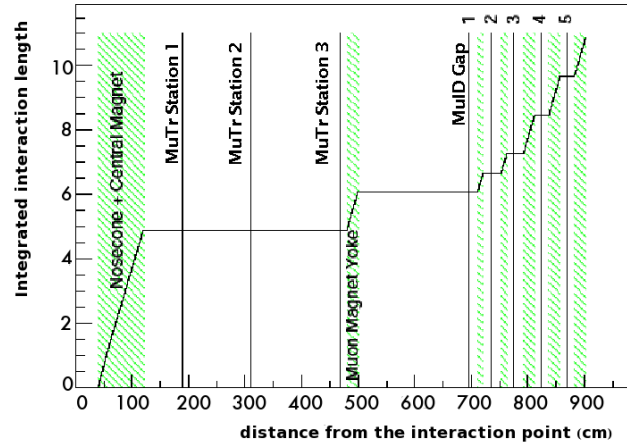


FIG. III.11: Épaisseur de matière traversée exprimée en longueur d'interaction du pion dans le bras muon Sud en fonction de la distance au point d'interaction.

Chaque spectromètre est précédé d'un absorbeur, constitué par la partie latérale de l'aimant du bras central (d'une épaisseur de 60 cm d'acier) suivi d'un « nez » en cuivre (d'une épaisseur de 20 cm). L'absorbeur élimine les particules de faible impulsion ($p < 1,5 \text{ GeV}/c$). Cette épaisseur de matière est le résultat d'un compromis : elle a été choisie de sorte de réduire au minimum la dégradation de la résolution en impulsion (celle-ci étant reliée à la résolution en masse) tout en permettant de rejeter un maximum de pions et de kaons. Elle est équivalente à environ cinq longueurs d'interaction du pion (cf. Fig. III.11) et réduit donc de près de 97% le nombre de hadrons produits au vertex primaire qui arrivent aux bras muons. Il reste cependant à considérer le bruit de fond constitué par les muons issus de la désintégration $\pi, K \rightarrow \mu + \nu_\mu$ qui se produiraient en amont de l'absorbeur. L'absorbeur permet aussi de limiter ce type de bruit de fond hadronique car il est placé suffisamment près de la zone d'interaction : seuls près de 1‰ des pions se désintègrent en muons avant

d'avant d'atteindre l'absorbeur et s'ajoutent donc aux muons « prompts » produits au vertex primaire. Ceci se traduit en un *ratio* π/μ *a priori* irréductible de 10^{-3} au niveau des bras muons. C'est pour diviser d'un facteur quatre ce taux de mauvaise identification d'un muon « prompt » que le MuID, avec ces cinq épaisseurs d'absorbeur, a été conçu. Le MuID réduit aussi les chances d'un hadron de pénétrer jusqu'à son dernier plan instrumenté, puisqu'environ cinq longueurs d'interaction séparent l'absorbeur du dernier plan instrumenté du MuID (cf. Fig. III.11).

III.5.1 Le trajectographe à muons (MuTr)

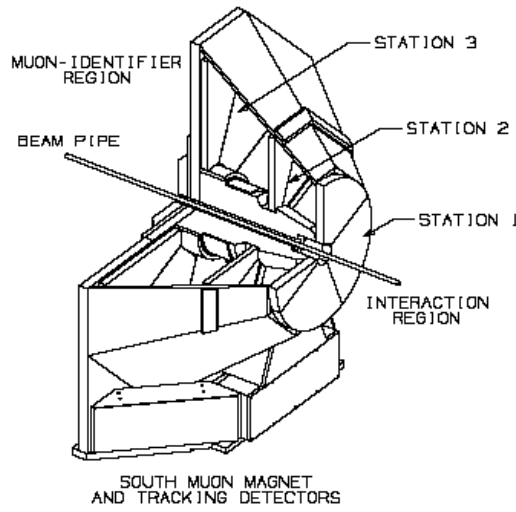


Fig. III.12: Structure d'un trajectographe à muons (MuTr). Le MuTr est pourvu de trois stations, la station 1 étant la plus proche de la région d'interaction. Les bobines d'induction de champ sont placées à la base du piston central qui entoure le tube à faisceau. L'abat-jour dans lequel sont enfermées les stations permet le retour du champ.

Champ magnétique

Seul le MuTr baigne dans un champ magnétique. Celui-ci est produit à l'aide d'une bobine située à la base du piston central en fer qui entoure le tube à vide du faisceau. Le piston est visible sur la figure III.12, ainsi que l'abat-jour à huit faces qui assure le retour de champ et la plaque d'acier (de 20 cm d'épaisseur au Sud, 30 cm au Nord) qui en obture l'arrière et fait ainsi office de premier plan d'absorbeur pour le MuID. L'intégrale du champ est approximativement inversement proportionnelle à θ , l'angle polaire par rapport à l'axe du faisceau. Cette intégrale vaut 0,72 T.m à $\theta = 15^\circ$. Le champ est raisonnablement uniforme et radial (cf. figure. III.3, page 61). Les particules sont donc déviées en φ , l'angle azimutal, avec θ qui reste quasi-constant.

Structure

Comme illustré sur la figure III.12, chaque MuTr est formé de trois stations logées au sein de l'abat-jour en acier. Chaque station est un assemblage d'octants (sauf la station 1 qui est physiquement composée de quadrants, mais dont l'alimentation électrique est tout de même organisée comme celle des autres stations, c.-à-d. en suivant leur décomposition octogonale). La figure III.13 précise les nomenclatures et numérotations correspondantes. Chaque octant (cf. Fig. III.14(a)) est une superposition de trois chambres proportionnelles à pistes de cathode ou *gaps*, sauf dans le cas de la station 3, qui ne compte que deux *gaps*. Un *gap* est rempli avec le mélange gazeux suivant : 50% Ar + 30% CO₂ + 20% CF₄, l'argon pour l'avalanche électronique, et le dioxyde de carbone pour absorber les photons de désexcitation de l'argon, empêchant ainsi la création d'une avalanche secondaire qui dégraderait le signal. Un *gap* comporte un plan de fils d'anodes portés à haute tension pris en sandwich entre deux plans de pistes de cathodes, le plan d'anode étant situé à 3,175 mm de chaque plan de cathode. Les anodes sont espacées de 5 mm et alternent fil sensible (en tungstène plaqué-or) et fil de champ (en Cu-Be). Les pistes de cathodes consistent en un revêtement de cuivre gravé, une piste mesurant 5 mm de large. Les anodes sont agencées en azimuth, alors que les pistes des plans de cathodes sont radiales (cf. Fig. III.14(b)). Seules les pistes du premier plan de cathodes sont perpendiculaires aux anodes. Les pistes du deuxième plan forment un petit angle stéréoscopique ($< 12^\circ$) avec les pistes du premier plan, cet angle étant dépendant du *gap* et de la station. Les différentes valeurs de cet angle sont résumées dans le tableau III.2.

Notons qu'un soin tout particulier a été apporté pour réduire l'épaisseur de la station 2 : celle-ci est équivalente à $8,5 \cdot 10^{-4}$ longueur de radiation ; par conséquent, le nombre de diffusions multiples y est considérablement réduit. Cette condition est nécessaire pour garder une bonne résolution en impulsion y compris pour les faibles valeurs de l'impulsion ($\sim 1.5 \text{ GeV}/c$). Les pistes de cathodes sont ainsi réalisées avec 600 Å de cuivre déposé sur une feuille de mylar de 20 µm d'épaisseur.

Fonctionnement et performances

Lorsqu'une particule chargée traverse un *gap* du MuTr (cf. Fig. III.14(c)), elle ionise le gaz dans la chambre et les électrons produits sont collectés par l'anode la plus proche. Celle-ci induit une charge sur les pistes de cathodes situées à la même position radiale. Par effet capacitif, chaque piste de cathode est couplée à ses voisines. Seule une piste sur deux est lue. Dans la majorité des cas, la charge induite s'étale sur trois pistes consécutives lues et la distribution correspondante peut être décrite par une fonction de Mathieson. La figure III.15 présente un exemple type d'une telle distribution de charge. L'ajustement permet de déterminer la position à une dimension de la particule (elle coïncide avec la coordonnée radiale si les cathodes lues appartiennent au premier plan de cathodes du *gap*). En raison de la légère rotation en angle stéréoscopique φ du deuxième plan de cathode, l'association des positions déterminées pour chacun des plans conduit à une localisation à deux dimensions.

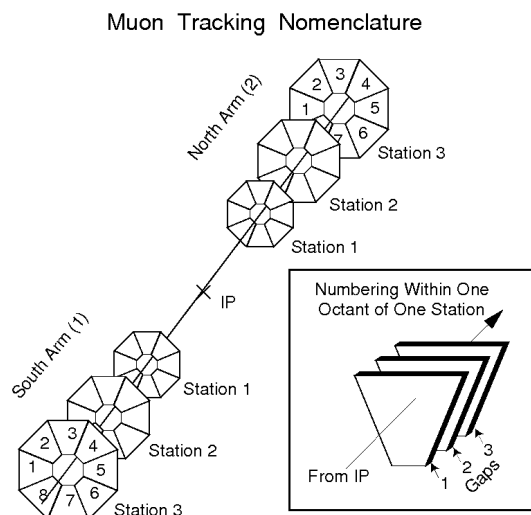
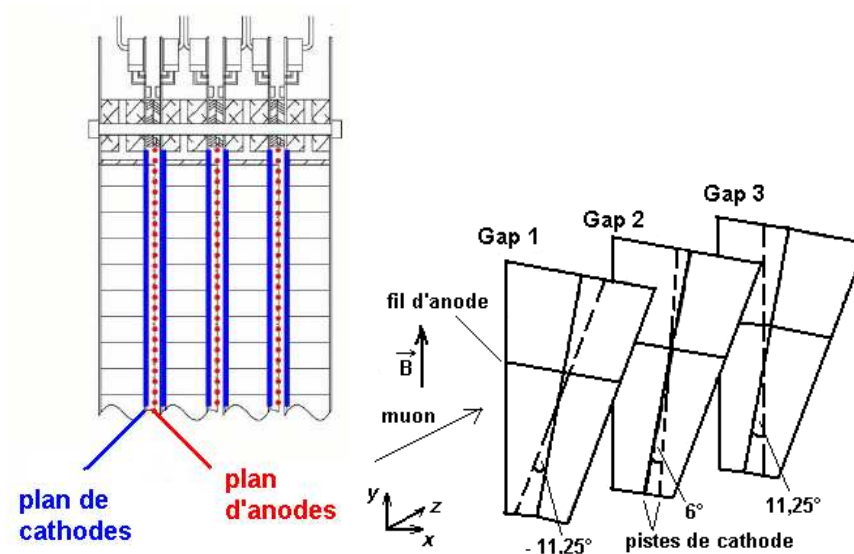


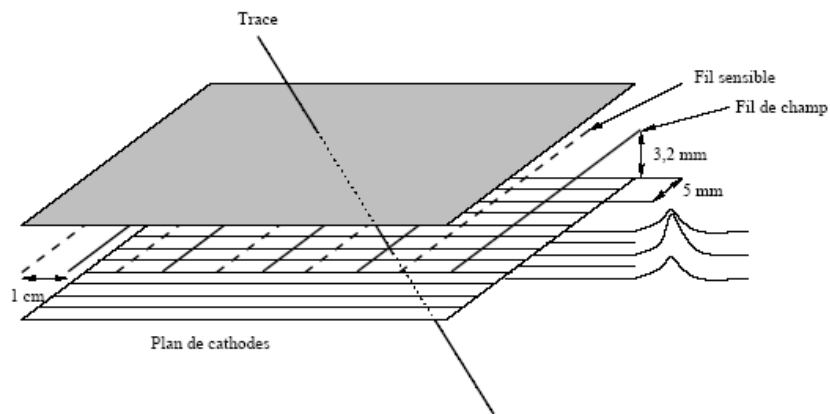
FIG. III.13: Segmentation et nomenclature du MuTr. Le MuTr est pourvu de trois stations. Chaque station est divisée en octants. Chaque octant est lui-même composé de plusieurs *gaps* (deux *gaps* pour la station 3, trois *gaps* pour chacune des stations 1 et 2).

Station	Gap	Angle φ (en degré)
1	1	-11,25
	2	6,0
	3	11,25
2	1	7,5
	2	3,75
	3	11,25
3	1	-11,25
	2	11,25

TAB. III.2: Chaque *gap* est délimité par deux plans de cathodes. Les pistes du premier plan sont radiales, celles du deuxième plan font un angle stéréoscopique φ avec la direction radiale. Ces angles sont donnés ici pour chaque station et chaque *gap* du bras Sud, pour un demi-octant. La direction des pistes sur l'autre demi-octant est obtenue par réflexion.



(a) Vue en coupe d'un octant doté (b) Orientation relative des pistes de cathodes d'un plan de trois gaps. Chaque gap est composé d'un plan de cathodes et d'un plan d'anodes en sandwich entre deux plans de cathodes. (c) Schéma de principe du fonctionnement d'un gap.



(c) Schéma de principe du fonctionnement d'un gap.

FIG. III.14: Structure, fonctionnement d'un gap et orientation relative des cathodes dans un gap.

La précision sur la position unidimensionnelle est bien meilleure que la distance de 1 cm séparant les pistes de cathodes lues. Les résultats des tests utilisant les rayons cosmiques et conduits sur un octant de la station 2 du MuTr Sud avant son intégration dans PHENIX montrent que la résolution spatiale obtenue (environ $130 \mu\text{m}$) est légèrement supérieure à celle figurant dans le cahier des charges ($100 \mu\text{m}$).

Dans des conditions typiques, les anodes sont portées à une tension de $\sim 1850 \text{ V}$ et le gain obtenu dans ce mélange gazeux est de $2 \cdot 10^4$. La charge déposée par une particule au minimum d'ionization dans un *gap* est estimée à 100 électrons, ce qui se traduit par une charge totale recueillie par la cathode de 80 fC. Le long d'une cathode, cette charge suit une distribution de Landau.

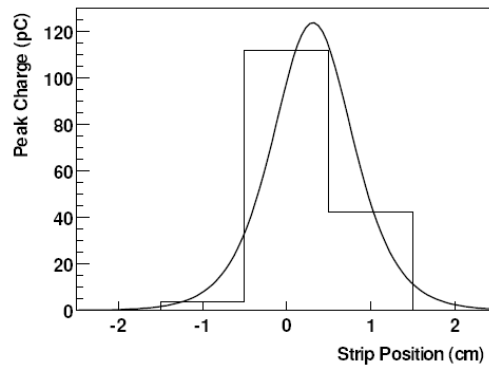


FIG. III.15: Exemple de distribution de charge sur des pistes de cathodes voisines. Ici, trois cathodes ont une charge non nulle. La distribution de charge correspondante peut être ajustée par une fonction de Mathieson et permet de déterminer la position de la particule suivant une dimension.

Electronique de lecture

Pour chaque MuTr, plus de vingt mille pistes de cathodes sont lues par toute une série de modules, l'ensemble formant l'électronique de lecture ou FEE²⁰. Physiquement, le FEE est réparti en chassis installés hors des chambres (pour réduire le bruit électronique), tout en restant au plus près de celles-ci, notamment sur les côtés de l'octogone des stations : les câbles blindés qui acheminent le signal analogique en provenance des cathodes font entre 45 et 60 cm de long. Chacun de ces câbles aboutit à un pré-amplificateur, le CPA²¹, qui appartient à une carte de lecture, la CROC²². Toujours au niveau de la CROC, une AMUADC²³ échantillonne le signal reçu : 64 échantillons sont réalisés sur chaque intervalle de temps de 106 ns (c'est la période qui sépare deux croisements de paquets d'ions du faisceau) et sont sto-

²⁰FEE pour *Front End Electronics*

²¹CPA pour *Cathode PreAmplifier*

²²CROC pour *Cathode ReadOut Card*

²³AMUADC pour *Analog Memory Unit/Analog to Digital Converter*

ckés dans la mémoire tampon de l'AMUADC. L'amplification et l'enregistrement du signal se font donc continuellement. L'AMUADC prend aussi en charge la numérisation. Celle-ci ne s'amorce *que* sur réception du signal en provenance du système de déclenchement de PHENIX. Le temps de numérisation étant important ($10\ \mu\text{s}$) comparé au temps maximal alloué à chaque sous-détecteur pour l'acquisition ($45\ \mu\text{s}$), seules les quatre valeurs qui permettent de représenter au mieux le signal sont effectivement numérisées. La Fig. III.16 montre comment sont situés temporellement les quatre échantillons numérisés par rapport à la distribution typique de la charge déposée sur une piste de cathode.

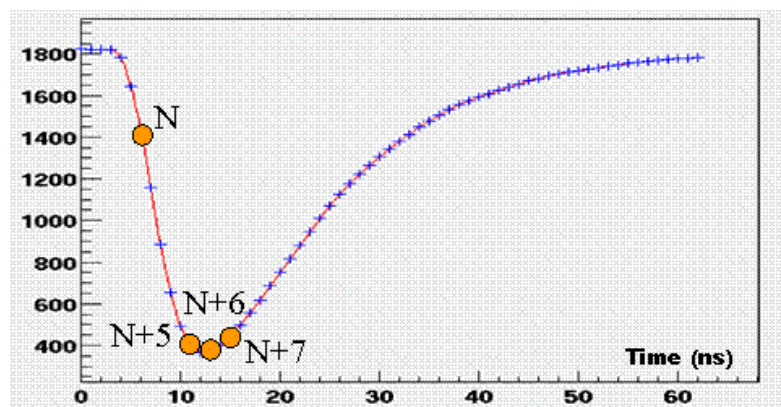


FIG. III.16: Exemple d'échantillonnage et de numérisation par l'AMUADC de la distribution de charge (en trait plein) lue sur une piste de cathode : 64 échantillons, représentés par des +, sont réalisés sur une période de 106 ns. Les valeurs numérisées sont représentées par des ●. La différence entre l'échantillon N et la moyenne des trois échantillons ($N+5$, $N+6$, $N+7$) est considérée comme étant proportionnelle à la charge déposée sur la piste. L'unité de l'axe des ordonnées est en nombre de coups ADC ; chaque coup correspond à environ 0,5 fC.

Sur chaque CROC sont installés deux AMUADC qui prennent en charge chacun un groupe de quatre CPA, chaque CPA gérant huit canaux. Deux CROC sont reliées à une carte « contrôleur » *via* les connecteurs situés à l'arrière du châssis. C'est la carte contrôleur, en particulier son FPGA, qui relaie jusqu'aux AMUADC la consigne de début de numérisation, puis collecte les résultats en vue de les transmettre. Cette combinaison de deux CROC et d'une carte contrôleur constitue donc l'unité minimale pour l'électronique de lecture, autrement dit la FEM²⁴. Une FEM regroupe 128 canaux au total. Le nombre de FEM par bras et par station est indiqué dans le tableau III.3. C'est FEM par FEM que les données sont enregistrées en parallèle par le système d'acquisition des données de PHENIX, la DAQ²⁵. Physiquement, une FEM est logée dans un demi-châssis. Lorsque deux FEM occupent un châssis, l'une des deux cartes contrôleur fonctionne en maître et l'autre en esclave : les données recueillies par la carte esclave transitent par la carte maître ; cette dernière envoie donc

²⁴FEM pour *Front End Module*

²⁵DAQ pour *Data Acquisition*

à la DAQ les données de son esclave en plus de ses propres données. La Fig. III.17 résume l'interaction entre la DAQ et l'électronique de lecture des chambres. La DAQ permet de synchroniser les opérations menées en parallèle par les FEM : la DAQ leur transmet le signal de déclenchement, de fréquence élevée (plusieurs kHz), par l'intermédiaire du GTM²⁶ ; en retour, les FEM renvoient les données aux DCM²⁷. Les parties de la DAQ impliquées après le DCM seront commentées dans la section III.6.

Station	Nombre de FEM	
	MuTr Nord	MuTr Sud
1	40	40
2	64	64
3	128	96

TAB. III.3: Nombre de FEM par bras et par station pour le MuTr. Une FEM est l'unité minimale qui compose l'électronique de lecture du MuTr. Une FEM gère 128 canaux.

²⁶GTM pour *Granule Timing Module*

²⁷DCM pour *Data Collection Module*

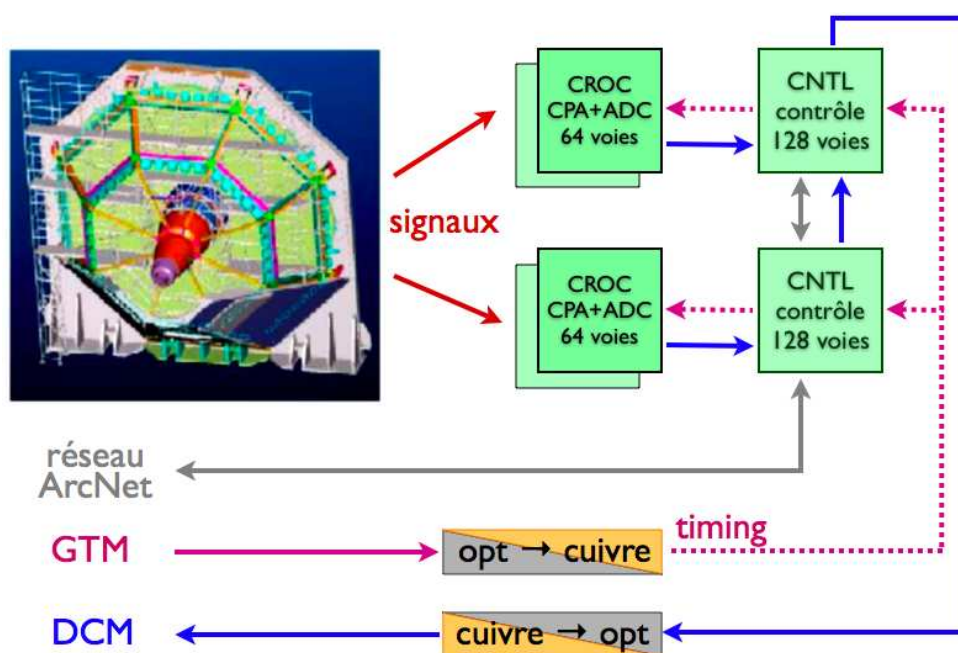


Fig. III.17: Chemin suivi par les signaux depuis les chambres jusqu'au système d'acquisition. Les signaux analogiques, en provenance des chambres, arrivent au niveau des CROC où ils sont pré-amplifiés par le CPA et mis en mémoire (par les AMU). La DAQ transmet le signal de début de numérisation par l'intermédiaire du GTM aux cartes contrôleur (notées CNTL sur le schéma). Celles-ci donnent l'ordre de numérisation aux ADC des CROC, qui leur renvoient ensuite le résultat. Chacune des deux cartes contrôleur collectent les données numérisées, mais seule la carte maître les transmet au système de réception des données, le DCM.

Les signaux provenant du GTM (ou se dirigeant vers le DCM) transitent par fibre optique, alors que ceux reçus (émis) par la carte contrôleur sont acheminés par des fils de cuivre, d'où la nécessité d'une conversion « optique→cuivre » dite GLink/CLink à leur interface.

Sur chaque carte contrôleur est placée une carte ArcNet. Les cartes ArcNet sont reliées à un réseau de contrôle (lent). Elles ont de multiples fonctions : configuration des CPA, des AMUADC, programmation du FPGA de la carte contrôleur, moniteur de température et de tension électrique, RAZ des GLink.

Étalonnage

L'étalonnage permet de relier la réponse de l'électronique de lecture à la charge effectivement déposée sur la piste de cathode lue. Deux paramètres caractérisent cette réponse : le gain et le piédestal associés à chaque canal. Pour les déterminer, plusieurs séries d'impulsions électriques d'amplitude connue et croissante²⁸ d'une série à l'autre sont envoyées pour chaque *gap* sur quatre fils d'anodes spécialement dédiés au calibrage (l'amplitude zéro permet de mesurer le piédestal). Ces fils d'anode sont situés en bordure extérieure de chaque chambre, ce qui leur permet d'induire une charge sur toutes les cathodes à la fois. Celles-ci sont lues par l'électronique, comme présenté au paragraphe précédent. Les données recueillies sont ensuite analysées et permettent d'extraire les gains relatifs et les piédestaux par canal. Ceux-ci sont enregistrés dans une base de données en vue de leur utilisation future au cours de la reconstruction. La Fig. III.18 donne une vue d'ensemble du système d'étalonnage du MuTr.

III.5.2 L'identificateur de muons (MuID)

Plans non instrumentés

Le MuID est conçu dans le but de détecter efficacement les muons tout en filtrant les hadrons résiduels qui ont réussi à traverser l'absorbeur placé entre la région d'interaction et le MuTr. Les muons n'interagissant que par l'intermédiaire de l'interaction électromagnétique, ils traversent une épaisseur de matière bien plus importante que les hadrons. Ceci explique la structure du MuID, constitué de cinq couples de plan non instrumenté (absorbeur) d'une épaisseur relativement grande d'acier accompagné de « son » plan de détection, suivant la logique (absorption→détection, absorption→détection, etc). Chaque MuID (Nord et Sud) est situé juste à l'arrière du MuTr, après la plaque d'acier (de 30 cm d'épaisseur pour le Nord et 20 cm pour le Sud) qui ferme l'abat-jour assurant le retour de champ magnétique. Le MuTr est lui-même précédé de l'aimant central et du nez de l'abat-jour. L'aimant central, le nez de l'abat-jour et cette plaque d'acier sont ainsi considérés comme le premier plan d'absorption pour le MuID. Les quatre plans d'absorption suivants ont une épaisseur variable : les deux premiers, plus proches de la région d'interaction, sont plus fins (10 cm) par rapport aux deux derniers (20 cm). Ainsi, environ cinq longueurs d'interaction de pion séparent la dernière station du MuTr du dernier plan de détection du MuID. Typiquement, un muon produit au vertex primaire ne peut atteindre le MuID que s'il possède une impulsion minimale d'environ 1,5 GeV/c, alors que son impulsion doit être d'au moins $\sim 2,3$ GeV/c pour qu'il puisse traverser entièrement le MuID. Lorsque le MuID est utilisé comme système de déclenchement (MUIDLL1), il se déclenche donc sur les muons d'impulsion élevée. Dans le tableau III.4 sont reportées les valeurs de l'impulsion minimale nécessaire à un muon pour atteindre les différents plans de détection.

²⁸L'amplitude maximale est de 10 V.

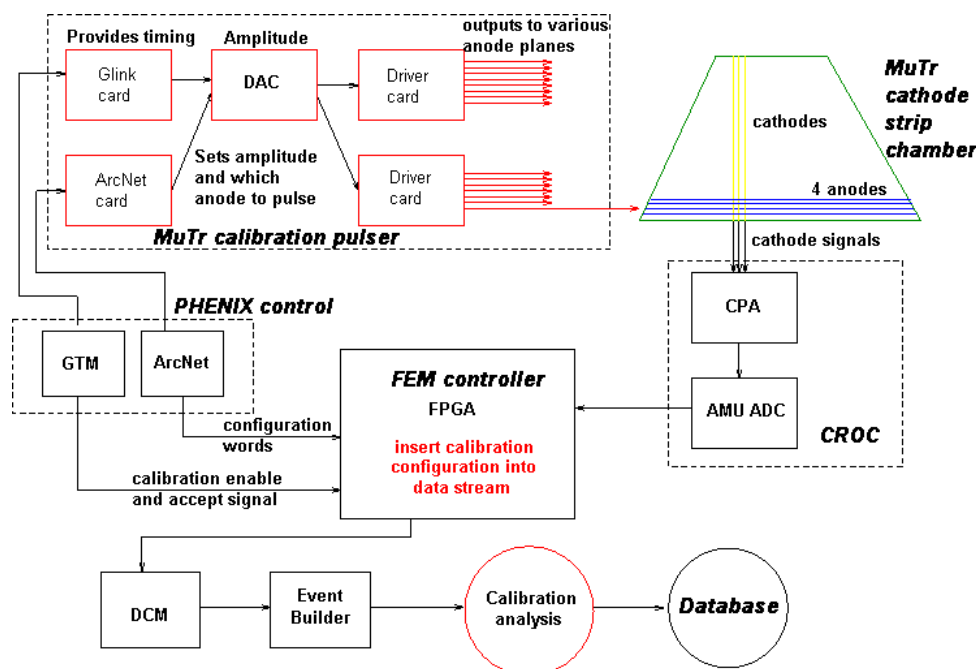


FIG. III.18: Système d'étalonnage de la réponse de l'électronique de lecture en fonction des signaux en provenance des pistes de cathode du MuTr. Plusieurs éléments de ce système sont les mêmes que ceux qui interviennent lors d'une prise de données. On retrouve notamment le GTM qui, en plus de son rôle habituel de contrôle de la numérisation des charges en communiquant avec le FPGA de la carte contrôleur, commande également le module qui délivre les impulsions électriques vers les anodes du MuTr. La réponse de l'électronique sur chaque canal lu (une cathode) est collectée par la carte contrôleur et envoyée vers le DCM, comme dans le cas d'une véritable prise de données. Les données collectées sont ensuite analysées pour en extraire les gains relatifs et les piédestaux par canal. Ceux-ci sont stockés dans une base de données, en vue d'être utilisés lors de la reconstruction.

Le MuID est terminé par un plan d'absorption solitaire (non accompagné d'un plan instrumenté) de 20 cm d'épaisseur suivi à son tour, quelques mètres plus loin, par un mur d'acier d'environ 120 cm d'épaisseur. Leur fonction est de protéger l'arrière du MuID contre la pollution en particules²⁹ issues d'interactions du faisceau avec les parois du tube, ou encore avec le gaz ténu présent dans le tube lui-même (le vide étant nécessairement imparfait). Cette pollution est particulièrement importante lorsque le faisceau n'est pas suffisamment bien collimé et/ou lorsque la luminosité est élevée. Maîtriser cette pollution s'avère indispensable pour réduire le taux de déclenchement du MuID sur de faux muons de grande impulsion. Notons que le taux de déclenchement du MUIDLL1 est déjà si élevé en soi qu'il doit être utilisé en coïn-

²⁹Il s'agit en majorité de neutrons lents de moins d'une dizaine de MeV d'énergie.

Plan de détection	Absorbeur		$p_{min}(0)$ (GeV/c)	
	MuID Nord	MuID Sud	MuID Nord	MuID Sud
<i>gap</i> 0	20 cm Cu, 90 cm Fe	20 cm Cu, 80 cm Fe	1,63	1,49
<i>gap</i> 1	10 cm Fe	10 cm Fe	1,76	1,63
<i>gap</i> 2	10 cm Fe	10 cm Fe	1,90	1,76
<i>gap</i> 3	20 cm Fe	20 cm Fe	2,18	2,04
<i>gap</i> 4	20 cm Fe	20 cm Fe	2,45	2,31

TAB. III.4: Impulsion minimale p_{min} nécessaire à un muon pour atteindre un plan de détection donné du MuID en fonction de l'épaisseur et de la nature de l'absorbeur traversé. Elle est déterminée en intégrant l'équation de Bethe-Bloch décrivant la perte d'énergie d'un muon qui traverse une épaisseur variable de fer (le cuivre ayant été converti en épaisseur équivalente de fer). L'angle de pénétration des muons considérés ici est de 0° . À un angle θ quelconque, $p_{min}(\theta) = p_{min}(0)/\cos(\theta)$.

cidence avec le système de déclenchement de biais minimum BBCLL1. Les études visant à déterminer l'origine de cette pollution ont été réalisées durant le *Run* 3, conduisant à l'installation du mur d'acier peu avant le *Run* 4. Celui-ci a permis de valider l'efficacité de la protection fournie par ce blindage. Le MUIDLL1 a donc pu être utilisé en ligne lors des prises de données muons du *Run* 5.

Structure des plans de détection

Le MuID compte un total de cinq plans de détection nommés *gaps*, numérotés de 0 à 4 (le *gap* 0 étant le plus proche de la région d'interaction et le *gap* 4 le plus éloigné). Chaque *gap* est physiquement constitué d'un assemblage de six panneaux de tailles différentes comme illustré par la Fig. III.19. Deux panneaux adjacents se recouvrent partiellement pour réduire les pertes d'*acceptance* à leur jonction.

Les figures III.20 montrent la structure interne d'un panneau. Chaque panneau est organisé en deux couches de « bi-packs » de tubes Iarocci, la première couche étant orientée verticalement et la deuxième horizontalement. Comme son nom l'indique, il faut une paire de tubes Iarocci pour former un bi-pack. Chacun dispose d'une alimentation électrique séparée et ils sont légèrement décalés l'un par rapport à l'autre. C'est une configuration judicieuse car elle permet d'accroître de manière très simple la surface sensible et donc l'efficacité de détection ainsi que la résolution spatiale par rapport à une superposition brute de tubes. Un bi-pack est également la plus petite unité du MuID qui sera vue par l'électronique de lecture, puisqu'un OU logique est effectué entre le signal en provenance du premier tube et celui en provenance du second. Un total de 3170 bi-packs de tubes Iarocci équipe chaque MuID (soit un maximum de 326 bi-packs par *gap* et par orientation). Un tube Iarocci est constitué de huit cellules, chacune faisant $9 \times 9 \text{ mm}^2$ de section. Au centre de chaque cellule se trouve un fil d'anode en Cu-Be plaqué d'une fine couche d'or, orienté suivant l'axe du tube et porté à haute tension ; la paroi interne de la cellule est revêtue de graphite et fait office de cathode. Chaque cellule baigne dans un mélange gazeux de CO_2 et

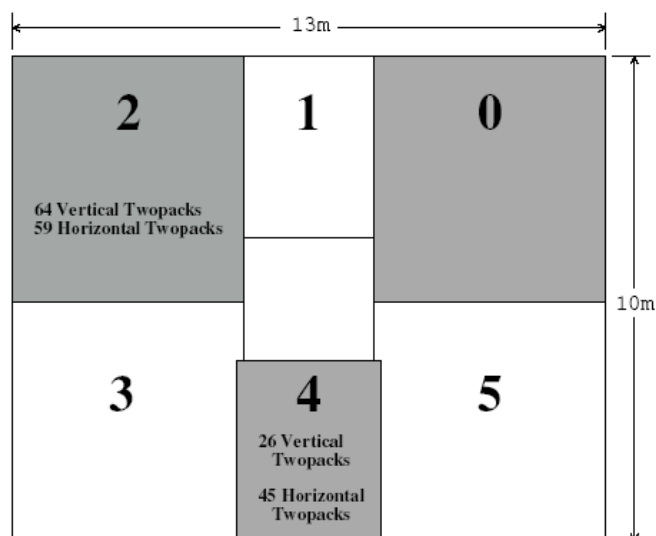


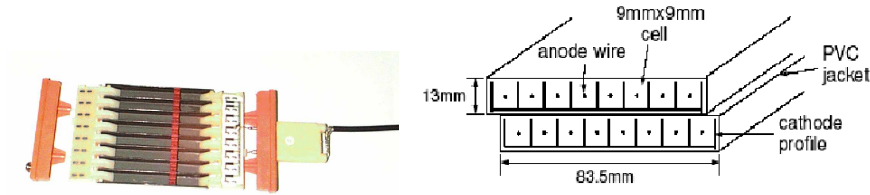
FIG. III.19: Vue de face des six panneaux composant chaque plan instrumenté du MuID. Les panneaux sont numérotés dans le sens inverse des aiguilles d'une montre lorsque vus depuis le point d'interaction. Ils n'ont pas la même dimension (et ne comptent donc pas le même nombre de bi-packs de tubes Iarocci). Les bords de deux panneaux adjacents se chevauchent pour réduire les pertes d'*acceptance* au niveau de leur jonction. Le faisceau passe par le carré central, inoccupé. Le MuID est composé d'une alternance de cinq de ces plans avec des absorbeurs.

d'isobutane, la proportion d'isobutane pouvant s'élever jusqu'à 25%. Les tubes sont utilisés en mode proportionnel. Seules les cathodes sont lues.

Performances

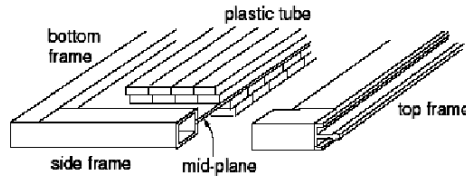
Typiquement, les tubes Iarocci opèrent en mode proportionnel avec les anodes portées à une tension de $\sim 4500\text{V}$, ce qui permet d'obtenir un gain d'environ $2 \cdot 10^4$. Les tests en faisceau de pions et de muons³⁰ ont permis de mesurer plusieurs paramètres-clefs du MuID. Le temps de dérive (60 ns) est largement inférieur à la période qui sépare le croisement des paquets d'ions du faisceau (106 ns), ce qui autorise l'utilisation du MuID comme système de déclenchement. L'efficacité de détection de muons de $1.8 - 2.5 \text{ GeV}/c$ d'impulsion par les bi-packs est en moyenne de 97%. Pour le MuID Sud, le taux de fausse identification de pions de grande impulsion (produits à près de $5 \text{ GeV}/c$ au niveau de la région d'interaction) est de 4% (sans compter les désintégrations par interaction faible du pion en muon). Ceci donne un pouvoir de

³⁰Ces tests ont été réalisés au KEK en utilisant les mêmes types et agencements de tubes Iarocci et d'absorbeurs en acier que pour le MuID. Les faisceaux de pions ou de muons d'impulsion comprise entre 1 et $4 \text{ GeV}/c$ sont produits en bombardant une cible avec des protons de 12 GeV.



(a) Photographie d'un tube Iarocci nu (sans son emballage de PVC). Chaque tube est constitué de huit cellules.

(b) Vue en coupe d'un bi-pack du MuID, composé de deux tubes Iarocci orientés de la même manière et décalés l'un par rapport à l'autre d'une demi-cellule pour gagner en redondance et en efficacité. Au centre de chaque cellule figure un fil d'anode. La paroi interne sert de cathode.



(c) Vue éclatée d'un panneau du MuID, constitué d'un bi-pack orienté horizontalement et d'un autre orienté verticalement. L'ensemble est rendu solide grâce à un encadrement en aluminium.

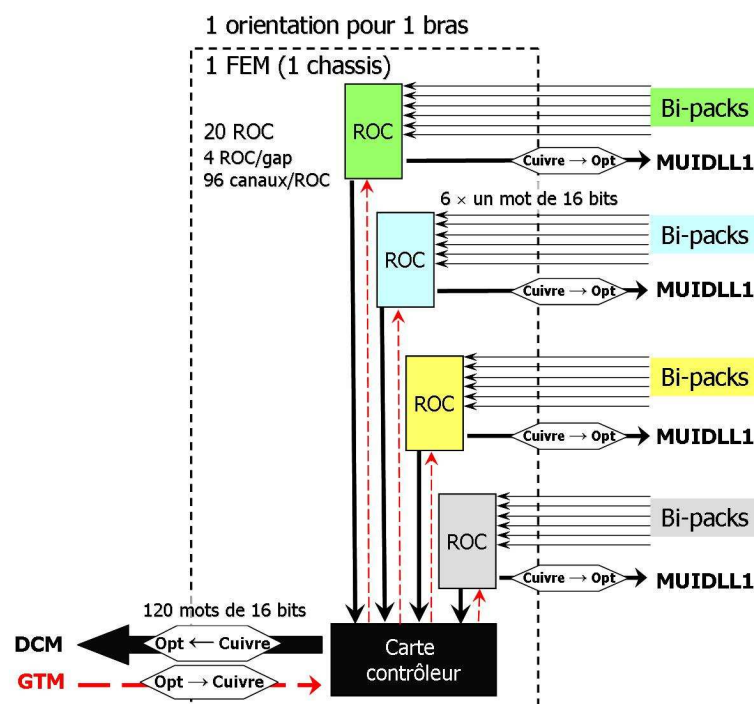
Fig. III.20: Structure d'un panneau du MuID.

rejet total de $3 \cdot 10^{-4}$ lorsque le MuID est combiné aux absorbeurs en amont du MuTr, c.-à-d. l'aimant central et le nez de l'abat-jour.

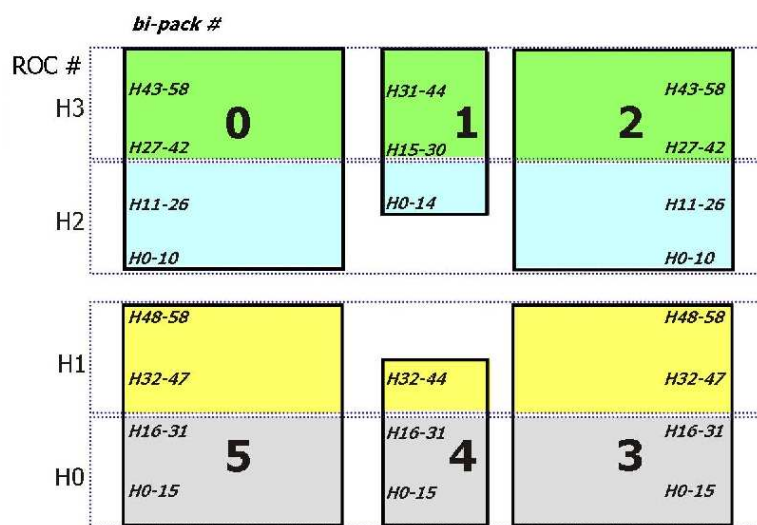
Électronique de lecture

Au sein d'un bi-pack, un OU logique est effectué entre les signaux en provenance des huit cellules du premier tube et ceux en provenance du second, de sorte qu'un bi-pack est équivalent à un canal de lecture (donc équivalent à un bit une fois numérisé). Chaque panneau du MuID comporte un amplificateur vers lequel sont dirigés les signaux en sortie de chaque bi-pack (amplification d'un facteur 150). Cette étape est nécessaire pour remédier à l'atténuation qui sera subie par la suite, le long du trajet qui mène aux modules électroniques en charge de la numérisation (ce trajet fait 30 m). Les signaux analogiques ainsi obtenus cheminent jusqu'aux châssis où est logée l'électronique de lecture (FEE) et ils y sont re-synchronisés. Un châssis prend en charge la totalité des signaux issus d'un bras pour une des deux orientations (verticale ou horizontale). Un châssis abrite une FEM qui contrôle 20 cartes de lecture, les ROC³¹. Chaque ROC prend en charge jusqu'à 96 canaux, à raison d'un canal par bi-pack. Ainsi, la FEM distribue aux ROC l'horloge de PHENIX (fournie

³¹ROC pour *ReadOut Card*



(a) Composants et flots de données gérés par une FEM du MuID.

(b) Correspondance entre les ROC (H0 à H3) et l'emplacement physique des bi-packs (H0 à H58) sur un *gap* selon l'orientation horizontale. Notons que les bi-packs portant le même numéro sont situés à la même ordonnée y. Les ROC de la même couleur dans les cinq *gaps* d'un bras sont reliées à un même module du MUIDLL1.**FIG. III.21:** Organisation de l'électronique de lecture pour un bras et une orientation pour le MuID.

par les GTM aux FEM), réglée sur la période de croisement des paquets d'ions du faisceau, et collecte les signaux numérisés par chaque ROC à chaque fois que cela est requis par le système d'acquisition de PHENIX. Chaque ROC amplifie (d'un facteur trois) les signaux analogiques qu'elle reçoit, rejette les signaux dont l'amplitude est inférieure à 90 mV (attribués en majorité au bruit), puis elle numérise et met en mémoire le reste des signaux. Les signaux numérisés sont envoyés vers le système de déclenchement en ligne de niveau 1 associé, le MUIDLL1 (*via* une connection optique), et vers la FEM dont dépend la ROC. La FEM rassemble les informations glanées au niveau de chaque ROC en un seul paquet qui est envoyé en bloc vers les DCM du système d'acquisition de PHENIX.

Le fonctionnement de l'électronique de lecture ainsi que la correspondance physique entre une ROC et les bi-packs dont elle a la charge est résumé sur les deux parties du schéma III.21. Celui-ci met en valeur plusieurs informations importantes. Une ROC s'occupe en tout et pour tout des signaux issus des bi-packs appartenant à un *gap* selon une orientation. Mieux encore : l'ordre selon lequel les câbles issus des bi-packs est branché dans une ROC détermine l'ordonnancement des données reçues par le MUIDLL1 (et le DCM). Cette correspondance est la base sur laquelle repose l'implémentation matérielle (*hardware*) de l'algorithme du MUIDLL1. Comme nous le verrons dans le chapitre IV (section IV.1.1), l'algorithme du MUIDLL1 effectuée pour l'essentiel des combinaisons logiques entre les données en provenance des ROC. À la lumière de ce qui vient d'être dit, ces combinaisons logiques sont en fait des combinaisons entre *hits* en provenance de parties géométriques parfaitement identifiées du MuID. Un prélude indispensable à une simulation (*software*) correcte du MUIDLL1 passera donc par la connaissance de la correspondance entre le rang³² occupé par un bit particulier dans le paquet de données reçu par le DCM et l'emplacement physique du bi-pack dans le MuID (bras, orientation, *gap*, panneau, numéro du bi-pack dans ce panneau). Cette correspondance constitue une partie des informations de ce qui sera dénommé ultérieurement « cartographie du MUIDLL1 ».

³²Une FEM lit ses 20 ROC l'une à la suite de l'autre, à raison de 6 mots de 16 bits par ROC. L'ordre de lecture des ROC détermine donc l'ordre des mots. Pour arriver à une ROC, chaque mot a été véhiculé par un câble qui réunit chacun des bits en provenance de 16 bi-packs. L'ordre des connections sur une ROC définit donc l'ordre des bits dans un mot et l'ordre des mots dans le groupe de 6 mots traités par la ROC. L'emplacement physique des bi-packs connectés câble par câble à la ROC est connu. Au final, on peut donc associer le numéro d'un mot, le numéro du câble reliant le bi-pack et la ROC, le numéro de la ROC, le numéro du bi-pack et sa localisation (bras, orientation, *gap*, panneau). Toutes ces informations sont contenues dans la cartographie du MUIDLL1.

III.6 Système d'acquisition des données

Ainsi que nous l'avons vu de manière détaillée pour le MuTr et le MuID, chaque sous-détecteur de PHENIX est équipé d'une électronique de lecture qui lui est propre, la FEE. Elle a pour vocation de mettre dans un format standard les réponses du sous-détecteur et constitue par là l'interface entre les sous-détecteurs et le système d'acquisition (cf. Fig. III.22). La FEE vit au rythme de l'horloge de PHENIX, réglée sur la période de croisement des paquets d'ions du faisceau : toutes les 106 ns, elle lit tous les canaux du sous-détecteur et enregistre les signaux dans les mémoires tampons locales. Le signal d'horloge est fourni par les GTM, qui permettent donc à tous les sous-détecteurs d'opérer de manière synchrone. Pour chaque instantané de la réponse des sous-détecteurs ainsi obtenu, la DAQ doit encore décider si l'événement est intéressant et mérite d'être enregistré sur disque. Pour cela, quelques sous-détecteurs pourvus d'une électronique rapide (typiquement le ZDC, le BBC et le MuID) communiquent leur réponse à la DAQ ; ils sont donc considérés comme des systèmes de déclenchement locaux de premier niveau (LL1³³). Les différentes réponses sont assemblées pour former le système de déclenchement global de PHENIX (GL1³⁴). Lorsqu'au moins une condition de niveau 1 est satisfaite, le GL1 active les GTM, qui, à leur tour, demandent aux FEE d'envoyer la réponse des sous-détecteurs qui correspond à l'événement pour lequel la condition a été remplie. La mémoire tampon des FEE peut en effet stocker un certain nombre d'événements successifs, quatre par exemple pour le MuTr. Chaque FEE collecte les signaux numérisés du sous-détecteur auquel elle est associée, puis renvoie le tout sous forme d'un « paquet » aux DCM de la DAQ. L'en-tête du paquet permet d'identifier le sous-détecteur. Les DCM s'emploient à supprimer en ligne les piédestaux³⁵ des signaux, selon un algorithme propre à chaque sous-détecteur. Un algorithme basique de détection d'erreur est aussi appliqué. Les données sont ensuite envoyées vers l'*Event Builder* (SEB³⁶ et ATP³⁷ sur le schéma), qui les rassemble pour former un événement complet. C'est à cette étape que les algorithmes des systèmes de déclenchement de niveau 2 peuvent être utilisés. Enfin, les événements sont stockés d'abord sur disque puis archivés sur bande magnétique, et ce dans le format de base de PHENIX, le format PRDFF ou PHENIX *Raw Data Format File*.

³³LL1 pour *Local Level 1*

³⁴GL1 pour *Global Level 1*

³⁵C'est la *zero suppression*.

³⁶SEB pour *Sub Event Buffer*

³⁷ATP pour *Assembly Trigger Processors*

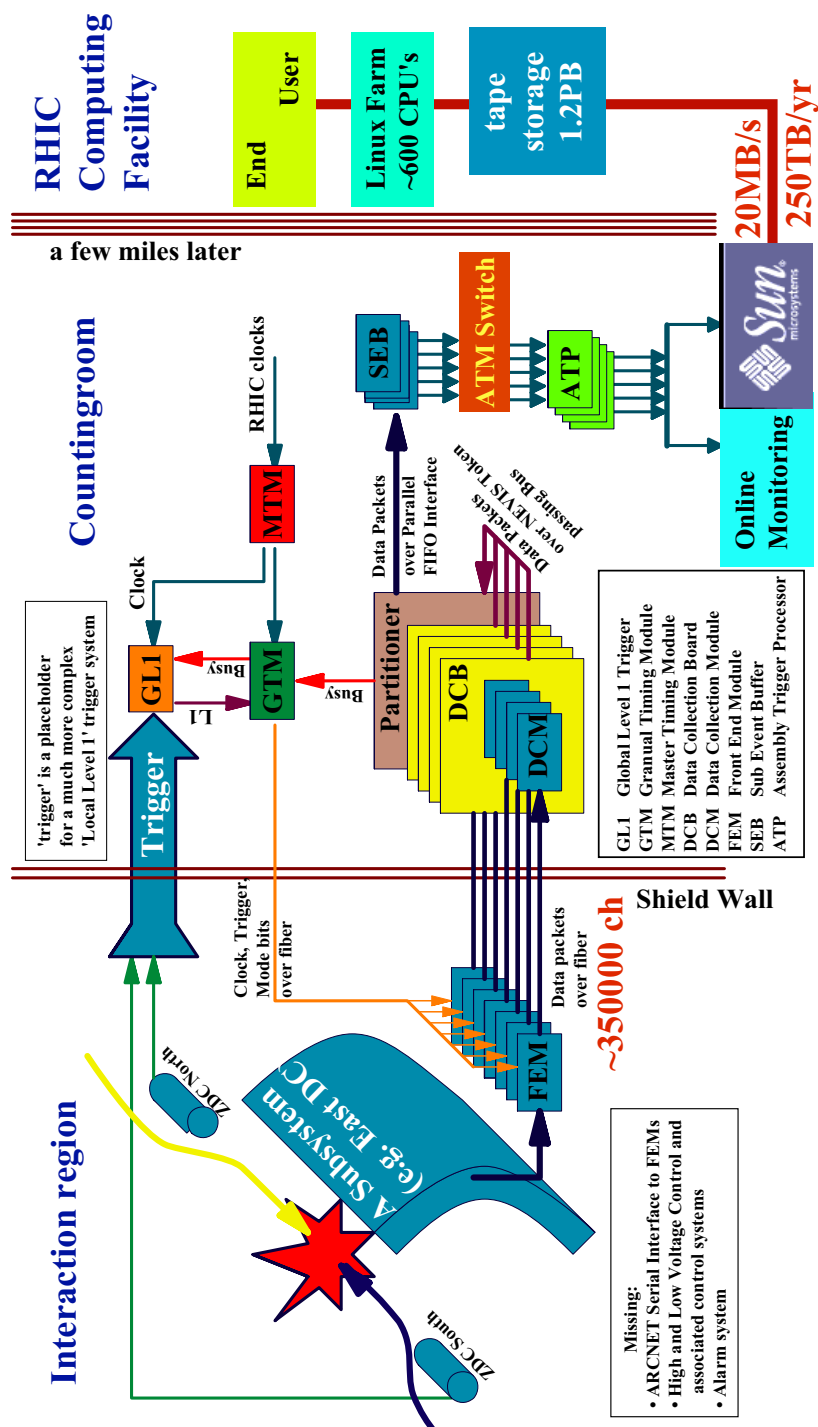


FIG. III.22: Vue d'ensemble du système d'acquisition de données (DAQ) de PHE-NIX. Pour plus de détails, se référer au texte.

IV

Réduction, reconstruction des données et extraction du signal

Le *Run 5* Cu + Cu a bénéficié d'une grande luminosité. En raison de la limitation de la bande passante et de la rareté du type d'événement recherché $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, deux systèmes de déclenchement dédiés (associés au MuID et au MuTr) ont été appliqués en cascade. Ils permettent d'enrichir le lot d'événements étudiés en candidats J/ψ et de réduire considérablement le volume de données à reconstruire. Une sélection supplémentaire, fondée sur le statut matériel du détecteur, est aussi réalisée avant la reconstruction. Ce chapitre décrit ces différentes étapes, ainsi que les performances, efficacité et pouvoir de rejet, de ces deux systèmes de déclenchement. Nous y détaillons aussi les coupures appliquées et les méthodes d'extraction du signal.

IV.1 Sélection des données

Les premiers *runs* d'une prise de données sont consacrés à diverses mises au point, tant au niveau du faisceau qu'au niveau des différents détecteurs. Le *Run 5* Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV n'échappe pas à cette règle. Ce n'est que quinze jours après les premières collisions du *Run 5* que commence la période de prise de données pour la physique. Celle-ci dure près de 48 jours durant lesquels PHENIX voit¹ quelques $8,6 \times 10^9$ événements de biais minimum BBCLL1, soit une luminosité de $3,06 \text{ nb}^{-1}$. En raison de la limitation de la bande passante, seuls $1,1 \times 10^9$ d'entre eux sont effectivement enregistrés sur disque. Comme le signal recherché est du type $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, c'est plutôt sur un sous-ensemble de ce lot d'événements que l'analyse est conduite. Les événements retenus passent plusieurs systèmes de déclenchement optimisés pour la détection du J/ψ dans le canal muonique :

¹Seuls les événements pour lequel la position du vertex satisfait $|z_{\text{vtx}}| < 37$ cm figurent dans ce décompte. Notons également que le nombre d'événements pour lesquels les hautes tensions du MuID ont été activées est plus faible (la luminosité équivalente est de $2,83 \text{ nb}^{-1}$). En effet, en début de vie, le faisceau est moins bien collimé ; il en résulte un bruit de fond important et potentiellement générateur de courant trop intense pour les tubes Iarocci du MuID.

- les événements sélectionnés doivent être pourvus d’une paire de muons qui ont « allumé » le système de déclenchement de niveau 1 associé au MuID c.-à-d. le MUIDLL1 (utilisé en ligne pour la première fois durant le *Run 5*) ;
- ces événements doivent aussi satisfaire les conditions du système de déclenchement de niveau 2 associé au MuTr c.-à-d. le MuTr-Lvl2 (utilisé hors ligne, lors d’une reconstruction rapide, et pour la première fois durant le *Run 5*).

Le filtrage additionnel réalisé par le système de déclenchement de niveau 2 du MuTr n’est pas indispensable en soi, mais ceci s’est révélé très pratique. Bien qu’effectué hors ligne, le filtrage est rapide et le taux de rejet élevé : reconstruire les seuls événements qui ont passé les filtrages successifs de niveaux 1 et 2 est bien plus bref. En conséquence, les événements reconstruits sont disponibles presque en temps réel pour l’analyse. Pour fixer les idées, voici quelques ordres de grandeur sur l’évolution du volume des données : le volume de départ est d’environ 173 Tb (données de biais minimum) et passe à 50 Tb à l’issue du MUIDLL1, puis à 2,5 Tb à la sortie du filtrage par le MuTr-Lvl2. La reconstruction est opérée sur ce lot réduit et aboutit à un volume d’environ 500 Mb.

Une troisième et dernière sélection est opérée avant de débiter l’analyse proprement dite : il reste à amputer le sous-ensemble d’événements obtenu à l’issue du MUIDLL1 et du MuTr-Lvl2 des périodes où le statut matériel du détecteur n’était pas satisfaisant.

Les sections ci-après décrivent chacune de ces trois étapes dans la sélection des données.

IV.1.1 Filtrage *via* le système de déclenchement de niveau 1 associé au MuID

Le MUIDLL1 étant un système de déclenchement en ligne, il doit être conforme aux spécifications de PHENIX. Il doit notamment être capable de traiter chaque croisement de paquets d’ions du faisceau et de livrer sa décision en moins de 40 coups d’horloge de PHENIX, soit environ 4 μ s. Enfin, il doit sélectionner les événements « muon » intéressants.

Plusieurs éléments indiquent qu’il est possible, techniquement, d’associer un système de déclenchement au MuID :

- Le temps de réponse d’un tube Iarocci, caractérisé par le temps de dérive (60 ns), est largement inférieur à la période qui sépare le croisement des paquets d’ions du faisceau (106 ns).
- La faible granularité du MuID implique un nombre relativement peu élevé de canaux à traiter par l’électronique de lecture.
- La structure du MuID (alternance de plans d’absorption et de plans de détection) conduit à sélectionner en grande majorité des muons, et ce avec une impulsion minimale qui dépend de la profondeur d’absorbeur traversée avant la détection. Parmi les traces laissées dans le MuID, la proportion de pions par rapport aux muons est de $3 \cdot 10^{-4}$. Pour un muon produit au vertex, l’impulsion minimale requise pour atteindre le premier plan de détection (*gap* 0) du MuID

est de $\sim 1,5 \text{ GeV}/c$; elle est de $\sim 2,3 \text{ GeV}/c$ pour atteindre le dernier plan (*gap* 4).

Description du MUIDLL1 : les critères requis

La partie « décision » du MUIDLL1 se fonde sur le nombre et la profondeur des routes laissées par les présumés muons dans le MuID. Chaque bras et chaque orientation au sein d'un bras sont traités de manière indépendante. Durant le *Run 5* Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$, un événement a déclenché le MUIDLL1 dans un bras donné lorsque deux routes dites *Deep* sont trouvées dans le MuID. Pour qu'une route soit déclarée *Deep*, ses coups constitutifs dans le MuID doivent simultanément remplir les conditions suivantes :

- le *gap* 0 ou le *gap* 1 a été touché ;
- le *gap* 3 ou le *gap* 4 a été touché ;
- un nombre N minimal de *gaps* ont été touchés.

Autrement dit, l'absence de coup dans un *gap* est autorisée (ce qui est interdit, c'est l'absence de coup dans deux *gaps* consécutifs). Ceci permet de ne pas être handicapé par l'efficacité inférieure à l'unité d'un panneau du MuID (canoniquement $\sim 97\%$).

En essayant de parcourir tous les cas autorisés par les conditions ci-dessus, il apparaît que pour $N = 3$ et $N = 4$, une route *Deep* atteint au minimum le quatrième et avant-dernier *gap* du MuID.

Les événements du *Run 5* Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ ont été sélectionnés sur la base d'une coïncidence entre le BBCLL1 et le MUIDLL1. La première moitié de la luminosité a été recueillie avec une condition de $N = 4$ *gaps* touchés au minimum sur 5 ; la deuxième moitié avec $N = 3$. Ceci définit deux périodes de prises de données, désormais nommées MUIDLL1 4/5 et MUIDLL1 3/5. C'est notamment notre évaluation du taux de rejet et de l'efficacité de détection du $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ pour ces deux conditions qui a justifié l'abandon du MUIDLL1 4/5 au profit du MUIDLL1 3/5, la perte en efficacité étant trop importante alors que le gain en pouvoir de rejet restait modeste (cf. section IV.1.3 sur le taux de rejet et l'efficacité, ainsi que la section V.3.2 du chapitre traitant des acceptances et efficacités).

Algorithme du MUIDLL1 : recherche et validation de route

Voyons à présent à quoi ressemble l'implémentation (*hardware*² en l'occurrence) du MUIDLL1. Il est utile de la connaître car les simulations qui permettront d'évaluer son taux de rejet et son efficacité doivent coller au plus près de la réalité, autrement dit l'algorithme implémenté de manière *software* se doit d'être une stricte émulation du modèle *hardware*.

Pour chaque bras, les modules électroniques où est implémenté l'algorithme du MUIDLL1 reçoivent directement les signaux des cartes ROC d'acquisition du MuID qui, à chaque événement, récupèrent et numérisent la réponse des bi-packs de tubes

²L'algorithme est reprogrammable à volonté puisqu'il est implémenté sur un FPGA.

Iarocci. Un bi-pack est équivalent à un bit d'information. L'origine de chaque bit de donnée reçu par le MUIDLL1 est donc parfaitement connue (ROC, câble reliant ROC et bi-pack, identité et localisation du bi-pack) et est implicite dans la manière dont le câblage ROC-MUIDLL1 a été réalisé. Pour l'essentiel, en fonction de la place du bit dans le paquet de données reçu, l'algorithme du MUIDLL1 se résume à plusieurs séries d'opérations booléennes bit à bit qui sont effectuées en parallèle. Chaque série dépend d'un nombre très limité de bi-packs : 13 bi-packs dans l'implémentation actuelle du MUIDLL1, soit un bi-pack dans le *gap* 0, et trois bi-packs dans chacun des quatre autres *gaps*. Cet ensemble forme un *symset*. L'algorithme de validation d'une route *Deep* tel qu'il est décrit précédemment est en fait exécuté au niveau de chaque *symset* selon chaque orientation (cf. Fig. IV.1) et ne forme que la deuxième partie de l'algorithme du MUIDLL1. Le fait que cette validation soit exécutée pour tous les *symsets* implique que les performances en terme de vitesse d'exécution du MUIDLL1 sont insensibles au nombre de routes par événement, c.-à-d. à la multiplicité par événement.

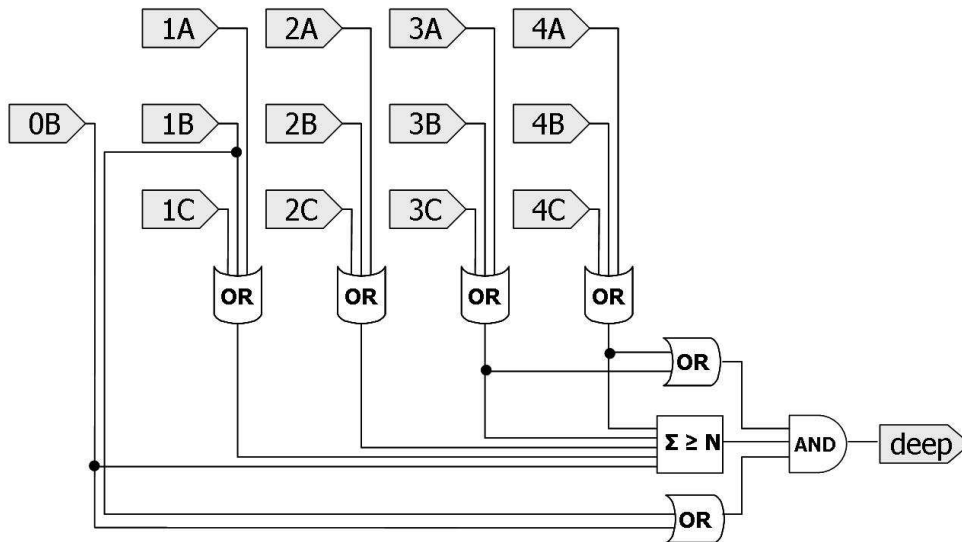


FIG. IV.1: Algorithme du MUIDLL1 au niveau d'un *symset*. Un *symset* est constitué de 13 bi-packs logiques appartenant aux différents *gaps* du MuID. Pour le *gap* 0, seul le bi-pack central fait partie du *symset*. Pour tous les autres *gaps*, le bi-pack central et les bi-packs plus proches voisins (dans l'espace des indices) font partie du *symset*. N est le nombre minimal requis de *gaps* touchés : $N = 4$ ou $N = 3$ au cours du Run 5.

Toute l'astuce du MUIDLL1 réside dans le choix des bi-packs qui font partie d'un *symset* : c'est en cela que consiste la première partie de l'algorithme du MUIDLL1.

- En raison de l'absence de champ magnétique dans le MuID, la trajectoire la plus probable d'une particule qui entre dans le MuID est une ligne droite³

³Nous oublions ici les diffusions multiples qui peuvent se produire à la rencontre des plans d'ab-

qui pointe vers le vertex. Il convient donc de rechercher des coups dans une fenêtre angulaire étroite autour de cette direction. L'ouverture angulaire est définie de manière locale : vu la faible granularité du MuID, à un *gap* donné, cette fenêtre angulaire est équivalente à un bi-pack de part et d'autre du bi-pack *a priori* touché le long de cette ligne droite. Ce dernier est dénommé « bi-pack central », les deux autres sont ses bi-packs « satellites ».

- L'algorithme du MUIDLL1 ne se soucie que des bi-packs « logiques ». Pour un *gap* donné, un bi-pack logique d'ordonnée y , orienté horizontalement, est obtenu en effectuant un OU logique entre tous les bi-packs orientés horizontalement et physiquement situés à la même ordonnée y pour ce *gap*. De même définit-on un bi-pack logique d'abscisse x orienté verticalement. En fait, un muon pénétrant selon un angle donné dans le MuID allume un bi-pack logique dans chaque orientation. Utiliser des bi-packs logiques permet donc une grande économie (un facteur ~ 3) en termes de câblage entre les ROC et le MUIDLL1. Par la suite, les bi-packs dont il sera question sont uniquement des bi-packs logiques.
- Considérons les bi-packs orientés horizontalement (le raisonnement est le même pour l'orientation verticale). Pour chaque *gap*, les bi-packs sont « empilés » les uns au-dessus autres et ont donc une ordonnée y croissante. Un bi-pack par *gap* est touché par la trajectoire la plus probable, c.-à-d. la ligne droite de pente dy/dz . L'ensemble des bi-packs touchés ont ainsi un point commun : ils sont situés au même dy/dz . Par conséquent, seuls les bi-packs de même dy/dz sont concernés par la recherche d'une route idéale (une ligne droite) de pente dy/dz par le MUIDLL1. Ceci est illustré par la Fig. IV.2. Ces bi-packs sont donc étiquetés⁴ avec le même indice i . Dans le cas d'une route plus réaliste, la recherche de coups s'effectue dans une petite fenêtre angulaire. Il faut donc inclure à la fois les bi-packs centraux et les bi-packs satellites. L'ensemble constitue un *symset*, ainsi nommé car les bi-packs qui en font partie ont des indices symétriques : chaque bi-pack de part et d'autre du bi-pack central d'indice i porte l'indice $i \pm 1$. Un *symset* peut donc être considéré comme un candidat éligible au statut de route pour le système de déclenchement. La recherche de route est ainsi effectuée de manière indépendante pour chaque orientation.

En résumé, pour chaque bras et chaque orientation, une fois que tous les bi-packs ont été étiquetés avec un indice en fonction de leur position, l'algorithme du MUIDLL1 consiste à (i) générer un *symset* pour chaque bi-pack du *gap* 0, (ii) voir

sorption du MuID. En effet, ces diffusions multiples peuvent être considérées comme négligeables sauf sur le dernier *gap* atteint par la particule. Comme le MUIDLL1 est conçu pour se déclencher sur des routes *Deep*, donc sur des muons de grande impulsion, on peut considérer qu'il n'y a quasiment pas de diffusion multiple tout au long de la traversée du MuID. Il n'est donc pas nécessaire de chercher des coups dans une grande fenêtre angulaire autour de la trajectoire la plus probable, c.-à-d. la ligne droite.

⁴En pratique, l'algorithme du MUIDLL1 attribue les indices de sorte que chacun étiquette un unique bi-pack logique dans le *gap* 0. Chaque indice correspond donc à la valeur de dy/dz au centre de chaque bi-pack appartenant au *gap* 0, autrement dit dy/dz est en quelque sorte quantifié. Aussi, pour les autres *gaps*, un indice peut correspondre à de multiples bi-packs logiques car le même nombre de bi-packs logiques, couvrant une même extension spatiale dy , se retrouvent à un dz de plus en plus grand.

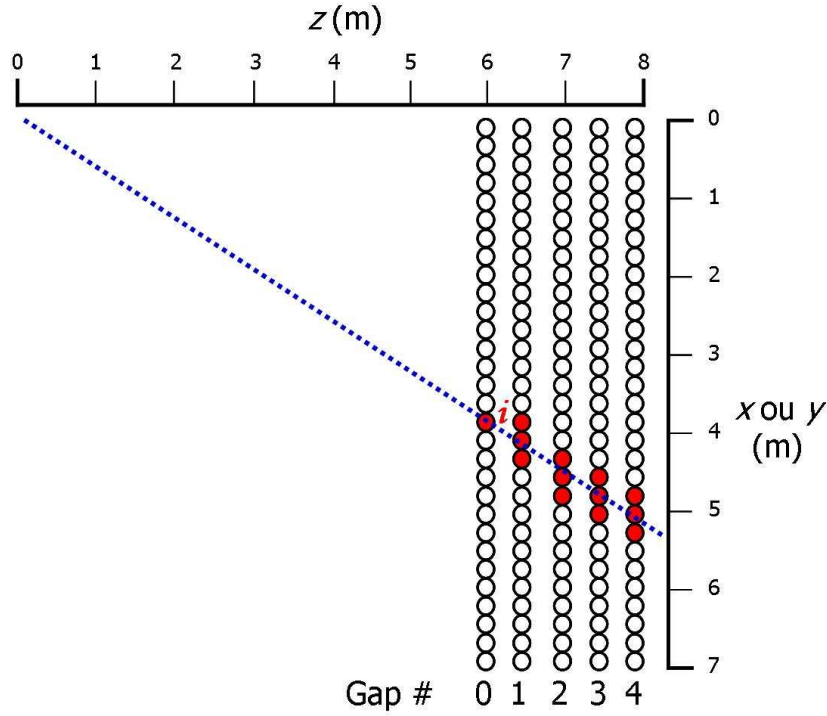


Fig. IV.2: Exemple montrant les bi-packs logiques touchés le long de la trajectoire la plus probable d'un muon issu du vertex et le *symset* correspondant (en rouge).

si chaque *symset* constitue une route valide, (iii) vérifier qu'une route n'a pas été comptée deux fois en éliminant les *symsets* contigus, (iv) compter le nombre de routes *Deep*. La décision d'accepter l'événement peut ensuite être prise. C'est le cas si deux routes *Deep* sont effectivement trouvées dans un bras pour chaque orientation.

Dans la version *software*, l'émulateur du MUIDLL1 reproduit à l'identique les étapes (i) à (iv). Cependant, il ne dispose en entrée que des données telles qu'elles sont empaquetées par le système d'acquisition de PHENIX (sous forme de PRDFF) ou sous le format réduit de DST⁵ où figurent les coups dans le détecteur. Pour qu'elles soient utilisables par le MUIDLL1, il faut donc lui fournir au préalable une sorte de pierre de Rosette, la « cartographie du MUIDLL1 ». Celle-ci n'est autre qu'une liste exhaustive des bi-packs physiques du MuID avec les informations suivantes : bras, orientation, *gap*, panneau, identité de la ROC, numéro du mot dans le paquet de données, numéro du bit dans le mot, numéro du bi-pack sur le panneau, indice étiquetant le bi-pack.

⁵DST pour *Data Summary Tape*

Problème matériel rencontré dans le bras Nord

Durant le *Run 5* Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, nous avons eu un dysfonctionnement relatif du MUIDLL1, au niveau de la recherche des primitives pour les routes dans le bras Nord du MuID et ce pour l'orientation verticale uniquement. La perte d'efficacité fut estimée en comparant les réponses (connues) du MUIDLL1 et celles de l'émulateur du MUIDLL1 sur des événements du même lot de données réelles. Elle correspond à un facteur de correction de $(81.5 \pm 3)\%$.

Nous avons finalement identifié la source de ce dysfonctionnement comme étant une paire de câbles permutés au niveau de deux cartes électroniques d'acquisition (ROC) du MuID, en charge de la lecture de bi-packs suivant l'orientation verticale et placés sur le dernier *gap* du bras Nord. Nous avons répercuté cette permutation en utilisant une nouvelle cartographie du MUIDLL1 et vérifié que l'émulateur du MUIDLL1 reproduisait effectivement le comportement en ligne du MUIDLL1. Les taux de rejet et efficacités du MUIDLL1 reportés dans la section IV.1.3 sont estimés en utilisant cette nouvelle cartographie du MUIDLL1 lors des simulations.

IV.1.2 Filtrage *via* le système de déclenchement de niveau 2 associé au MuTr

Les événements de biais minimum du *Run 5* Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV qui ont passé avec succès le MUIDLL1 sont ensuite sélectionnés *via* le système de déclenchement associé au MuTr, le MuTr-Lvl2. À l'inverse du MUIDLL1, le MuTr-Lvl2 est entièrement écrit de manière *software*, ce qui permet de tourner avec exactement le même algorithme/code informatique sur les données réelles comme sur les données simulées.

Le MuTr-Lvl2 [111] fonde ses décisions sur les traces trouvées dans le MuTr et associées à une paire de muons, lesquels doivent être issus préférentiellement d'un J/ψ . La recherche des traces ne peut débuter que si le MuTr-Lvl2 a connaissance des routes induites par les muons dans le MuID : ces routes sont projetées dans le MuTr pour y circonscrire les régions où sont recherchés les coups constitutifs des traces.

Un prélude nécessaire : trouver des routes dans le MuID

La recherche de routes dans le MuID est effectuée selon un algorithme quasi identique à celui du MUIDLL1, en ce sens qu'il procède aussi par *symset*. La différence est que les *symsets* considérés comptent un plus grand nombre de bi-packs (85 bi-packs, cf. Fig. IV.3). De plus, les routes à une dimension, c.-à-d. trouvées selon chaque orientation (verticale ou horizontale), sont combinées pour former une route à deux dimensions si les conditions suivantes sont satisfaites :

- en comparant les deux routes unidimensionnelles, le dernier *gap* atteint ne diffère pas de plus d'une unité (la profondeur attribuée à la route à deux dimensions est celle de la route unidimensionnelle qui pénètre le plus loin dans le MuID) ;

- la route à deux dimensions totalise un minimum de huit coups sur les 5 *gaps* $\times 2$ orientations ;
- la route à deux dimensions doit parvenir jusqu’au dernier *gap* du MuID (*gap* 4). Une telle route est dite *Deep* (notons que la définition donnée et utilisée ici est différente de la définition donnée précédemment pour le MUIDLL1).

La route obtenue est ajustée selon une droite pour, en particulier, en tirer la pente. Pour que cette route soit considérée ultérieurement par le MuTr-Lvl2, il faut que l’angle défini par la pente soit supérieur à 12° : ceci permet de contrôler que la route aboutira dans le volume de détection du MuTr une fois qu’elle y sera projetée.

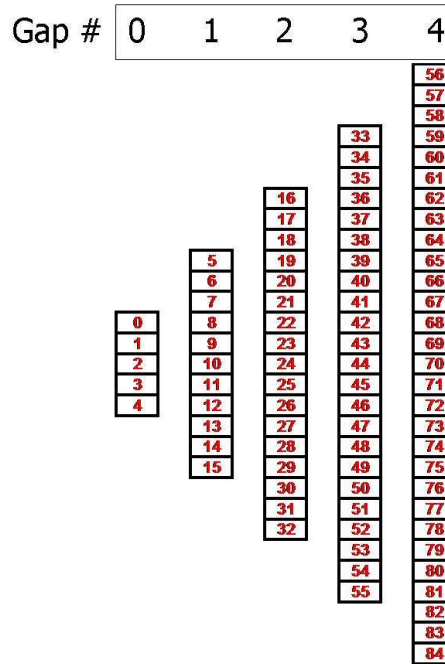


FIG. IV.3: Bi-packs membres d’un *symset* pour la recherche de route dans le MuID effectuée préalablement au MuTr-Lvl2.

Algorithme du MuTr-Lvl2 : recherche et validation de traces dans le MuTr

Chaque route (à deux dimensions) valide trouvée dans le MuID est projetée vers le deuxième et dernier *gap*⁶ de la station 3 du MuTr. Notons θ l’angle polaire et φ l’angle azimutal. Dans une fenêtre⁷ en $(\theta, \varphi) = (3^\circ, 10^\circ)$ autour de la position obtenue sont réalisées les opérations suivantes :

⁶Ainsi que nous l’avons vu dans le chapitre III, un *gap* du MuTr est défini par un plan d’anodes pris en sandwich entre deux plans de pistes de cathodes. Lors du passage d’une particule chargée, une charge induite est déposée, dans la majorité des cas, sur trois pistes consécutives lues.

⁷La taille optimale de la fenêtre angulaire a été déterminée à l’aide de simulations.

- Un groupe de pistes de cathodes adjacentes touchées, définissant un aggrégat, est recherché pour chacun des deux plans de cathodes formant le *gap*. Un simple barycentre des charges collectées sur les pistes adjacentes est utilisé pour connaître la position à deux dimensions du coup sur chaque plan de cathode : la coordonnée longitudinale z du plan est fixée, alors que les coordonnées x et y sont liées et décrivent une droite parallèle à la direction des pistes de cathode. Rappelons que la direction des pistes du premier plan forme un angle stéréoscopique avec celle du deuxième plan. Aussi obtient-on la position à trois dimensions (x, y, z) du coup pour ce *gap* en combinant les positions à deux dimensions issues de chaque plan.
- Chaque coup ainsi trouvé dans cette fenêtre angulaire est associée à la route et définit une trace distincte.
- Si aucun coup n'est présent dans ce *gap*, le même procédé de recherche est appliqué au *gap* précédent de la station 3.

Chaque trace ainsi trouvée est alors projetée vers la station 2. Dans une fenêtre en $(\theta, \varphi) = (2^\circ, 10^\circ)$ plus étroite autour de la position obtenue, les mêmes opérations que ci-dessus sont conduites pour le troisième et dernier *gap* de la station 2. Chaque coup trouvé y définit là encore une trace distincte, composée de (i) la route dans le MuID à partir de laquelle l'algorithme a démarré, (ii) du coup dans la station 3 et (iii) de ce nouveau coup. Dans le cas contraire, si aucun coup n'est trouvé, la recherche se poursuit dans le deuxième *gap*. Si le résultat est à nouveau négatif, la recherche se termine dans le premier *gap*.

Les informations disponibles pour chaque trace relevée permettent de calculer l'angle de la trace par rapport à l'axe du faisceau et la déflexion azimutale due au champ magnétique subie entre la station 2 et la station 3. Ces deux paramètres permettent d'évaluer rapidement l'impulsion au vertex à partir d'une table de correspondance. La trace est rejetée si cette impulsion est inférieure à la valeur minimale de $1,5 \text{ GeV}/c$ requise pour qu'un muon produit au vertex puisse franchir l'absorbeur et ainsi accéder du MuTr. Le sens dans lequel la déflexion est parcourue permet aussi d'attribuer le signe de la charge portée par le muon.

Les traces associées à des routes différentes dans le MuID sont ensuite combinées par paires (sans restriction sur la charge portée par chaque muon). À chaque paire correspond un angle d'ouverture $\Delta\theta$ et une masse invariante Δm . Une paire est acceptée si $\Delta\theta \geq 19.2^\circ$ et $\Delta m \geq 2 \text{ GeV}/c^2$.

IV.1.3 Comparaison des performances du MUIDLL1 et du MuTr-Lvl2

Taux de rejet

Le taux de rejet $R \geq 1$ d'un système de déclenchement est défini comme le rapport entre le nombre total d'événements sur le nombre d'événements acceptés par ce système de déclenchement. Ainsi, plus R est élevé, plus le système de déclenchement est sélectif.

Taux de rejet du MUIDLL1. – Nous avons évalué le taux de rejet du MUIDLL1 à partir des réponses de l’émulateur du MUIDLL1 sur les données de biais minimum du *Run 5* Cu + Cu, et ce pour les deux périodes MUIDLL1 4/5 et MUIDLL1 3/5 correspondant aux deux conditions requises sur le nombre minimal de plans de mesure touchés du MuID. En vue d’évaluer le taux de rejet moyen par période, nous avons pris trois *runs* différents pour chaque période, correspondant environ au début, au milieu et à la fin, soit un total de 123 mille (118 mille) événements pour le MUIDLL1 4/5 (3/5). Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau IV.1. En adoptant le MUIDLL1 3/5 au détriment du MUIDLL1 4/5, nous avons ainsi de l’ordre de trois fois moins de pouvoir de rejet.

Ce tableau montre également que le taux de rejet est plus élevé dans le bras Nord que dans le bras Sud. Ceci est dû à la différence d’épaisseur totale d’absorbeur en amont du *gap 0* du MuID (cf tableau III.4 page 82). À profondeur de pénétration égale dans le MuID, cette différence implique une sélection plus rigoureuse des dimuons par le MUIDLL1 et par le MuTr-Lvl2 dans le bras Nord : chacun des muons doit avoir une impulsion minimale plus élevée dans le Nord que dans le Sud pour être déclaré *Deep*. De cette condition plus stricte résulte un meilleur pouvoir de rejet dans le bras Nord.

Système de déclenchement	Taux de rejet	
	bras Sud	bras Nord
MUIDLL1 4/5	441	564
MUIDLL1 3/5	157	172
MuTr-Lvl2	1783	2313

TAB. IV.1: Taux de rejet du MUIDLL1 et du MuTr-Lvl2 sur des données de biais minimum du *Run 5* Cu + Cu (la position du vertex a été limitée à l’intervalle $|z_{\text{vtx}}| < 30$ cm). L’erreur statistique est négligeable (inférieure au pourcent).

Taux de rejet du MuTr-Lvl2. – Un total de 257 mille événements de biais minimum du *run 152099* ont été utilisés pour mesurer le taux de rejet du MuTr-Lvl2 (cf. tableau IV.1). Celui-ci possède un pouvoir de rejet environ quatre à treize fois plus élevé que le MUIDLL1 (selon qu’il s’agisse du 4/5 ou du 3/5). Ainsi apparaît pleinement l’intérêt de filtrer les données avec le MuTr-Lvl2 avant la reconstruction, puisque celui-ci diminue de manière conséquente le volume de données et donc le temps alloué à la reconstruction.

Efficacité

Les performances d’un système de déclenchement ne se mesurent pas seulement à son taux de rejet mais aussi à son efficacité sur le signal recherché. En général, ces deux grandeurs sont anti-corrélées.

L'efficacité est évaluée comme la fraction de J/ψ Monte Carlo reconstituables, insérés dans des données réelles, qui ont allumé le système de déclenchement. Le choix de J/ψ Monte Carlo reconstituables permet de ne cibler, par définition, que les J/ψ générés par simulation dont les muons de désintégration sont dans l'acceptance géométrique des bras muons et qui laissent des *hits* dans le MuID/MuTr remplissant toutes les conditions imposées par l'algorithme de reconstruction (cf. section IV.2.3). Ce choix permet de s'affranchir de l'efficacité de l'algorithme de reconstruction pour ne s'intéresser qu'aux systèmes de déclenchement. Quant à la nécessité d'enchâsser les J/ψ Monte Carlo dans des données réelles, elle est dictée par la volonté de reproduire au mieux l'environnement à haute multiplicité des collisions d'ions : nous obtenons ainsi la réponse des systèmes de déclenchement dans des conditions très réalistes. Les efficacités respectives du MUIDLL1 (sur les deux périodes 4/5 et 3/5) et du MuTr-Lvl2 ont été mesurées de cette manière à partir du même échantillon de 16 mille de J/ψ Monte Carlo reconstituables insérées dans des données de biais minimum issues du *run* 152099.

Efficacité du MUIDLL1. – Le MUIDLL1 est utilisé en ligne et en temps réel, lors de la prise de données. Aussi faut-il redoubler de prudence quant au choix des conditions de déclenchement. Le signal recherché est rare, aussi avons-nous privilégié l'efficacité sur le pouvoir de rejet, et ce d'autant plus que nous avons prévu de filtrer les données en sortie du MUIDLL1 par l'algorithme plus élaboré et avec un meilleur pouvoir de rejet du système de déclenchement de niveau 2 associé au MuTr. Les efficacités du MUIDLL1 selon la condition de déclenchement requise sont reportées dans le tableau IV.2. Celui-ci met en évidence l'importante perte en efficacité du MUIDLL1 4/5 par rapport au MUIDLL1 3/5, cette perte étant plus élevée dans le bras Nord en raison du problème matériel décrit précédemment et qui n'affecte que le dernier plan de mesure du MuID Nord : la perte relative est d'environ 13% dans le bras Sud et 26% dans le bras Nord ! Historiquement, c'est cette grande perte d'efficacité qui a motivé et justifié le changement de condition de déclenchement du MUIDLL1, d'autant plus que le pouvoir de rejet n'est qu'assez peu affecté lors de ce changement.

Le tableau IV.2 montre aussi que l'efficacité du MUIDLL1 dans le bras Nord est inférieure à celle du bras Sud (au contraire du taux de rejet qui, lui, est meilleur dans le bras Nord par rapport au bras Sud, ce qui montre qu'efficacité et taux de rejet sont effectivement anti-corrélés). La raison est la même que celle qui implique une différence de taux de rejet entre le bras Nord et le bras Sud. La présence d'une épaisseur d'absorbeur plus grande en amont du MuID Nord conduit à sélectionner plus sévèrement les dimuons des J/ψ Monte-Carlo, et donc le MUIDLL1 Nord ne peut qu'être moins efficace.

Efficacité du MuTr-Lvl2. – Le tableau IV.2 permet de comparer les efficacités respectives du MuTr-Lvl2 et du MUIDLL1. L'efficacité du MuTr-Lvl2 est à mi-chemin entre celle du MUIDLL1 4/5 et celle du MUIDLL1 3/5. Le MuTr-Lvl2 réalise donc

Système de déclenchement	Efficacité	
	bras Sud	bras Nord
MUIDLL1 4/5	$0,702 \pm 0,004$	$0,518 \pm 0,004$
MUIDLL1 3/5	$0,806 \pm 0,003$	$0,701 \pm 0,004$
MuTr-Lvl2	$0,740 \pm 0,003$	$0,623 \pm 0,004$

TAB. IV.2: Efficacités du MUIDLL1 et du MuTr-Lvl2 sur des J/ψ Monte Carlo reconstituables insérés dans des données de biais minimum du *Run 5* Cu + Cu (la nouvelle cartographie du MUIDLL1 a été utilisée ainsi que les efficacité moyennées sur tout le *Run* des bi-packs du MuID). Erreurs statistiques uniquement.

un bon compromis entre taux de rejet et efficacité.

La différence Nord/Sud de l'efficacité du MuTr-Lvl2 a la même explication que celle reconstruite pour le MUIDLL1.

IV.1.4 Critères de sélection des *runs*

Une fois passé les différents systèmes de déclenchement, l'étape suivante dans la sélection des données consiste à retirer du lot total de *runs* ceux pour lesquels des problèmes matériels jugés trop importants ont affecté le MuID et/ou le MuTr.

Statut requis pour le MuID

Sur l'ensemble de la campagne de prise de données, le MuID ne compte que deux groupes⁸ de tubes Iarocci éteints dans le bras Nord et un seul éteint dans le Sud sur les 300 qu'en compte chaque bras, ce qui montre un fonctionnement relativement bon et stable de cette partie du détecteur. L'évolution temporelle de l'efficacité des bi-packs, moyennée sur tout le bras, est représentée à titre d'exemple pour le bras Sud sur la Fig. IV.4 : elle est élevée, sauf sur deux courtes périodes (quelques jours) où elle chute de manière spectaculaire. Ces périodes correspondent à une contamination accidentelle (probablement par de l'hélium) des bouteilles d'isobutane utilisées pour alimenter en gaz les *gaps* du MuID. Pour s'en affranchir, nous n'avons retenu que les *runs* pour lesquels l'efficacité moyenne des bi-packs est supérieure à 90%. Les *runs* ainsi rejetés comptent près de 30% de la luminosité.

Status requis pour le MuTr

Brosser le tableau de la situation matérielle du MuTr, c'est connaître les fluctuations temporelles du nombre d'anodes éteintes et celles du nombre de modules

⁸Un groupe de tubes Iarocci partage la même alimentation en basse, haute tension et en gaz. Selon cette définition, chaque tube d'un bi-pack appartient à un groupe différent, ce qui permet de réduire de manière drastique la probabilité que les deux tubes du bi-pack à la fois soient non-opérationnels. Ainsi, le bi-pack conserve un minimum d'efficacité si l'alimentation d'un des deux tubes venait à défaillir.

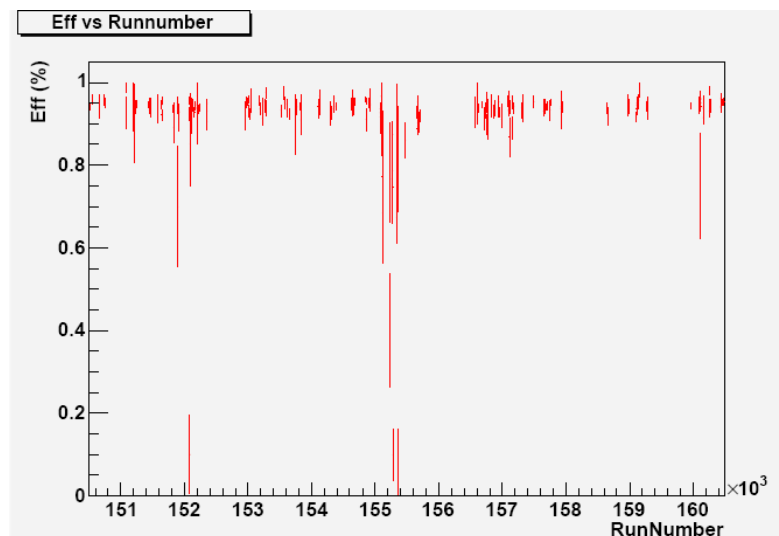


FIG. IV.4: Efficacité moyenne des bi-packs pour le bras Sud du MuID en fonction du numéro de *run*. Les *runs* pour lesquels l'efficacité est inférieure à 90% ont été exclus de l'analyse.

électroniques d'acquisition (FEM) non-opérationnels. Comme nous le verrons ci-après, il apparaît que le nombre d'anodes désactivées était stable, ce qui exclut ce paramètre pour discriminer les « bons » *runs* des « mauvais ». Le critère retenu est donc le nombre de FEM non-opérationnelles. En effet chaque FEM perdue coûte jusqu'à 128 canaux de lecture, d'où une perte potentiellement importante en *acceptance* et en efficacité (cf. section V.4.4 du chapitre traitant des corrections d'*acceptance* et d'efficacité).

Durant toute la campagne de prise de données, les anodes de la station 1 les plus proches du tube à vide du faisceau ont été éteintes (48 anodes par bras). Ceci n'a aucune incidence sur le bras Sud (puisque ces anodes couvrent une région obstruée par le piston de l'aimant) mais permet de réduire de manière significative le taux d'occupation dans le bras Nord (jusqu'à 20% lors des collisions Au + Au). En effet, ces anodes subissent un flux important de particules, d'une part parce que la station 1 est la plus proche de la région d'interaction, et d'autre part, parce qu'il existe des interactions entre le faisceau et le gaz résiduel du tube à vide. Les désactiver permet de réduire le nombre de coups dans cette station. Plus ce nombre est élevé, plus la probabilité que plusieurs coups se recouvrent est grande, ce qui rend la tâche plus difficile pour l'algorithme de reconstruction et en diminue l'efficacité (c'est notamment le nombre de traces par événement qui est responsable de la perte d'efficacité à mesure que la centralité augmente c.-à-d. lorsqu'on passe des événements périphériques aux plus centraux ; cf. chapitre V). Cependant, ce problème est moins crucial dans les collisions Cu + Cu que dans des collisions Au + Au (*Run 4*). Désactiver ces anodes internes permet aussi de réduire artificiellement l'*acceptance* du bras Nord (qui atteint $y = 2, 4$), de sorte que les deux bras couvrent la même fenêtre en rapidité

($1, 2 < |y| < 2, 2$). Il est ainsi plus simple de moyenner les mesures réalisées par chaque bras.

En plus de ces anodes internes, quelques anodes supplémentaires ont volontairement été éteintes car elles sont traversées par un courant trop intense. Ceci porte à 52 (56) le nombre total d'anodes éteintes de manière permanente dans le bras Sud (Nord). La grande majorité des *runs* ont été enregistrés avec cette configuration. Pour les autres, les fluctuations⁹ temporelles au-dessus de ce nombre sont modestes : une anode éteinte de manière intermittente en plus dans le bras Sud et jusqu'à deux anodes en plus dans le bras Nord.

Concernant les FEM inactives de manière permanente, le bras Sud en compte deux¹⁰, et le bras Nord aucune. Quelques FEM ont présenté des problèmes récurrents (piédestaux trop élevés entraînant une saturation des canaux, erreur d'adressage en mémoire des données numérisées, données corrompues). Pour limiter l'incidence du problème sur la fiabilité des données à analyser, nous avons exclu les *runs* pour lesquels nous avons plus de trois FEM problématiques, l'identité¹¹ de ces FEM n'étant pas toujours la même.

IV.1.5 Nombre d'événements de biais minimum correspondants aux bons *runs*

Les « bons » *runs* sont ceux qui ont passé la sélection décrite précédemment. Chacun de ces *runs* sera filtré par le MUIDLL1 et le MuTr-Lvl2 avant d'être reconstruit¹² et analysé pour en extraire le signal recherché : le nombre de J/ψ . Pour obtenir le taux de production du J/ψ , il est nécessaire de normaliser le nombre de J/ψ trouvés par le nombre d'événements N_{MB} que compte notre lot de *runs*. Il s'avère que N_{MB} n'est autre que le nombre d'événements ayant déclenché le BBCLL1 (de biais minimum). Celui-ci nous renseigne sur le nombre d'interactions au point de rencontre des faisceaux ; il est donc équivalent à la luminosité. Nous avons ainsi enregistré un total de $N_{MB} = 4,548.10^9$ événements dans le bras Sud, et $N_{MB} = 4,567.10^9$ dans le bras Nord¹³, avec une incertitude relative de moins de 1% sur ces valeurs (due à

⁹Pour les experts, il s'agit la plupart du temps de S3330, et parfois de S3611 dans le MuTr Sud. Dans le MuTr Nord, l'anode la plus souvent mise en cause porte le numéro N1816 ; l'anode N2410 est plus rarement inactivée.

¹⁰FEM n°11006 et 11124

¹¹À titre d'exemple, par ordre de fréquence décroissante dans la liste des bons *runs* (de 20% à 3%), les FEM problématiques les plus souvent identifiées dans le bras Sud portent les n°11094, 11011, 11014, 11043, 11073 et 11067.

¹²Le filtrage a été effectué sur site, à BNL, en faisant appel aux ressources informatiques de la *counting room* de PHENIX. Les données filtrées ont été transférées au Oak Ridge National Laboratory (ORNL) qui s'est chargé de la reconstruction.

¹³La différence de nombre d'événements de biais minimum entre le bras Nord et le bras Sud peut surprendre à première vue, étant donné que le système de déclenchement BBCLL1 est indépendant des bras muons. Cette différence vient du fait que le nombre d'événements de biais minimum incorrectement filtrés et/ou reconstruits n'est pas le même dans les deux bras.

quelques segments de *run* qui n'ont pas été correctement filtrés et/ou reconstruits). Nous nous restreignons aux événements qui satisfont les conditions suivantes : (i) ils appartiennent à un croisement physique des paquets d'ions du faisceau, et (ii) la position longitudinale du vertex est dans une fenêtre limitée ($|z_{\text{vtx}}| < 30$ cm). Ces deux conditions se sont révélées largement redondantes et sélectionnent 84,1% des événements de biais minimum, avec une incertitude relative de 3%.

IV.2 Reconstruction des données

IV.2.1 Principe de l'algorithme de reconstruction

Le but de la reconstruction est de retrouver la trajectoire complète des particules qui ont traversé le détecteur et de leur associer des quantités physiques telles que l'impulsion. Pour cela, nous disposons des coups enregistrés dans le MuID et le MuTr, de la carte complète et précise du champ magnétique dans le MuTr et de la mesure de la position du vertex fournie par le BBC. L'algorithme utilisé pour la reconstruction est une version plus raffinée de celui auquel fait appel la reconstruction rapide lors du filtrage du MuTr-Lvl2. En raison de la haute multiplicité qui caractérise les collisions d'ions, l'idée est toujours de commencer par les plans de mesure les plus éloignés de la région d'interaction, autrement dit, de recourir aux routes trouvées dans le MuID et les projeter d'une station à l'autre dans le MuTr afin d'y repérer la trace associée. Cette fois-ci, au contraire de la reconstruction rapide opérée par les systèmes de déclenchement, la granularité de chaque dispositif de détection sera pleinement exploitée.

IV.2.2 Description de l'algorithme de reconstruction

Recherche de routes dans le MuID

La première étape consiste à trouver une route dans le MuID, à une puis à deux dimensions.

Recherche de route à une dimension. – Chaque route unidimensionnelle doit posséder un ensemble de qualités minimales pour que, combinée à son *alter ego*, elle puisse fournir ultérieurement la projection la plus précise possible vers le MuTr :

- sa profondeur minimale doit correspondre au *gap* 2 ;
- deux *gaps* au moins recèlent un coup ;
- deux au plus n'en ont pas.

La recherche de route unidimensionnelle est conduite en interrogeant les bi-packs disposés selon une seule orientation (verticale ou horizontale). La position du vertex est associée à un premier coup relevé dans un des *gaps* du MuID, amorçant ainsi une route. La trajectoire de la particule dans le MuID ne peut être qu'une droite reliant ces deux positions. Il s'agit donc de rechercher d'autres coups le long de cette droite. Sur chaque *gap* rencontré, une fenêtre de recherche de dimension fixe (15 cm) est ou-

verte autour du point d'intersection entre le *gap* concerné et l'extrapolation linéaire. À chaque coup trouvé dans cette fenêtre, la route est dupliquée avant d'y adjoindre ce coup (procédé de bifurcation). Tout ceci se fait en parcourant les cinq plans de mesure du MuID en suivant deux ordres différents : $\{1, 0, 2, 3, 4\}$ puis $\{2, 1, 0, 3, 4\}$, l'absence de coup dans un *gap* étant autorisée pour tenir compte de l'(in)efficacité d'un bi-pack. Aucune séquence ne débute par le *gap* 0, le plus proche de la région d'interaction, de façon à réduire les effets du taux d'occupation de ce *gap* sur l'optimisation de l'algorithme. Le recours à deux différentes séquences permet de limiter l'influence d'éventuelles défaillances matérielles dans un *gap* sur les performances de l'algorithme. Mais ce procédé a aussi l'inconvénient de dupliquer les routes trouvées. Les doublons sont éliminés en ne retenant qu'une route pour un ensemble donné de coups.

Recherche de route à deux dimensions. – Les routes à deux dimensions sont ensuite formées par combinaison de deux routes d'orientations différentes. Afin de rejeter les combinaisons erronées, il est nécessaire de s'assurer que chaque couple de routes verticale et horizontale sont issus des mêmes coups physiques (cf. Fig. IV.5). De plus leur profondeur ne doit pas différer de plus d'un *gap*. Enfin, elles doivent compter chacune le même nombre de coups, à deux coups près sur la totalité des plans de mesure. Notons que des ambiguïtés stéréoscopiques peuvent apparaître dans le cas où deux particules touchent le même panneau du MuID (cf. Fig. IV.5). Au final, des routes très similaires seront reconstruites, tant au niveau des bi-packs touchés qu'au niveau de leur projection dans le MuTr. Par conséquent, seul un représentant de ce groupe sera retenu pour l'étape suivante.

Recherche et reconstruction de traces dans le MuTr

Recherche de traces. – L'algorithme de recherche de traces dans le MuTr procède suivant un protocole analogue à celui du MuTr-Lvl2 (cf. section IV.1.2). Une route valide du MuID est extrapolée linéairement vers la station 3 du MuTr. Celle-ci compte quatre plans de pistes de cathodes, deux à deux associées en un *gap*, la direction des pistes du premier et ceux du deuxième plan du même *gap* formant un angle stéréoscopique. En raison de la précision assez grossière du MuID, une fenêtre assez large de recherche d'agrégat¹⁴ est ouverte autour du point d'intersection de la droite avec chaque plan de cathodes. La position de chaque agrégat trouvé est obtenue en ajustant la distribution des charges des pistes adjacentes touchées selon une fonction de Mathieson (cela a déjà été discuté dans le chapitre III, cf. Fig. III.15). Les agrégats ainsi déterminés (idéalement, un par plan de cathodes, soit 2×2 agrégats) forment un vecteur local de la trajectoire de la particule, dénommé *stub* (cf. Fig. IV.6) : chaque *stub* est donc le résultat d'un ajustement linéaire des coordonnées spatiales déduites de la réunion des agrégats. La profondeur de la route dans le MuID permet une première estimation de l'impulsion à la station 3 et donc de prédire à rebours la

¹⁴Rappelons qu'un agrégat est défini comme un groupe de pistes de cathodes adjacentes lues touchées.

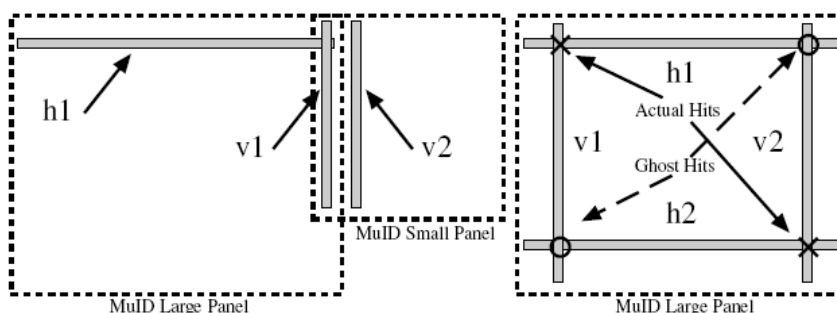


FIG. IV.5: Deux exemples différents de combinaison des informations de routes horizontale et verticale en vue d'en déduire l'emplacement véritable d'un coup sur un *gap* du MuID. Sur la partie gauche apparaît la nécessité de vérifier que les bi-packs vertical et horizontal allumés par le passage d'une particule coïncident physiquement : c'est le cas pour *h1* et *v1*, dont l'intersection indique l'impact de la particule. La partie droite montre que des coups « fantômes » résultent des ambiguïtés liées à la structure du MuID : deux bi-packs verticaux (*v1* et *v2*) et deux autres horizontaux (*h1* et *h2*) étant touchés, ils se rencontrent en quatre intersections différentes, dont deux seulement correspondent en réalité à un coup physique dans le détecteur.

trajectoire vers la station 2 en tenant compte du champ magnétique. Les agrégats y sont à nouveau collectés en *stubs*, comptant idéalement 3×2 agrégats, mais selon une fenêtre plus étroite (nous tirons ici bénéfice de la meilleure résolution du MuTr). Un nouvel ajustement tenant compte du champ magnétique est effectué, mais cette fois-ci en combinant les clusters des deux *stubs*. Ceci permet d'affiner la trajectoire et d'améliorer l'estimation de l'impulsion. La trajectoire est à nouveau projetée vers la station 1. La collecte d'agrégats (idéalement 3×2 agrégats) y est réalisée dans une fenêtre encore plus étroite. Le tableau IV.3 résume la taille de la fenêtre de recherche pour chaque station pour le bras Sud du MuTr. Les dimensions correspondantes sont plus faibles dans le bras Nord, puisque celui-ci est plus long que bras Sud (cf. section III.5) : sa dernière station étant plus proche du MuID, la projection de la route du MuID vers le MuTr est donc plus précise.

Ainsi, idéalement, une trace dans le MuTr compte 16 agrégats. L'efficacité de chaque plan de pistes de cathodes n'étant pas de 100%, seuls deux plans touchés sur quatre sont requis pour la station 3 (un plan pour chaque orientation des pistes), trois sur six dans la station 2 et quatre sur six dans la station 1. Au total, au moins neuf plans touchés sont ainsi demandés.

Le procédé de bifurcation est aussi appliqué ici. Une amorce de trace est définie par l'association d'une route en provenance du MuID et d'un *stub* dans la station 3 du MuTr. À chaque *stub* trouvé dans la station 2, l'amorce de trace est dupliquée avant de la prolonger par chaque nouveau *stub*, définissant ainsi une nouvelle trace. Cette dernière est à nouveau dupliquée pour chaque *stub* de la station 1. Des traces très similaires peuvent ainsi être obtenues et toutes correspondre à une seule trajectoire

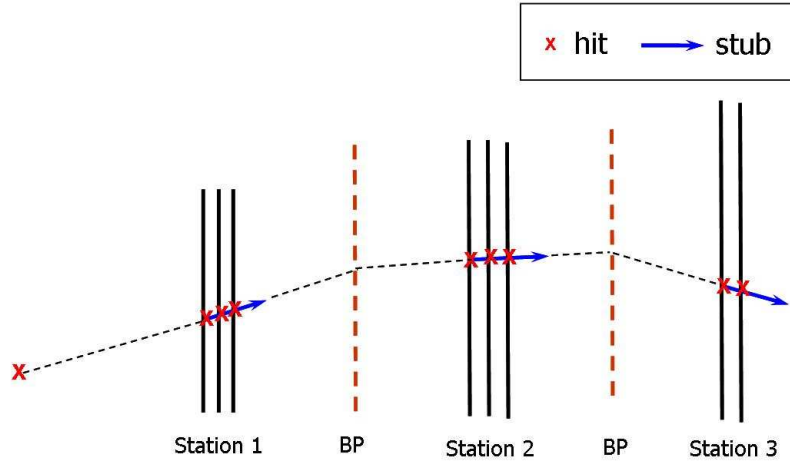


FIG. IV.6: Recherche des coups constitutifs d'une trace dans le MuTr. Cette recherche se fait de proche en proche, partant des coups trouvés dans la station 3 pour rebrousser chemin jusqu'à la station 1. Le vecteur local de la trajectoire (*stub*) au niveau d'une station est obtenu par ajustement linéaire des positions des coups vus sur les *gaps* de la station. La direction donnée par le *stub* de la station 3 est extrapolée jusqu'à la station 2 en suivant une trajectoire simplifiée, c.-à-d. en considérant que celle-ci n'est courbée qu'en un seul point dans un plan transverse particulier noté BP pour *Bend Plane* sur le schéma. Sa position en z et la courbure de la trajectoire sont reliées à l'angle polaire θ et à la position du *stub* de la station 3 par l'intermédiaire du champ magnétique. La courbure de la trajectoire permet d'estimer l'impulsion. On procède de même pour aller de la station 2 à la station 1 (sauf que les informations issues des *stubs* de la station 3 et de la station 2 sont utilisées simultanément).

Station	Polaire (cm)	Azimut (cm)
1	20	10
2	34	25
3	50	40

TAB. IV.3: Taille de la fenêtre de recherche d'aggrégats au niveau de chaque station du bras Sud du MuTr.

physique. La démarche adoptée pour rejeter ces traces fantômes est la suivante : la totalité de la trace subit un ajustement qui tient compte de la carte du champ magnétique ; parmi les traces partageant au moins un aggrégat, seule est retenue celle pour laquelle le meilleur ajustement a pu être réalisé.

Reconstruction de traces. – Une fois les traces trouvées, chacune est filtrée et lissée suivant l'algorithme de Kalman [112, 113] afin d'en extraire, de proche en proche

(d'un plan transverse situé à un z donné au suivant), les meilleures estimations des coordonnées spatiales de chaque coup appartenant à la trace et celles des composantes de l'impulsion. Cette étape est particulièrement importante car elle permet de connaître l'impulsion avec une très bonne précision ($\delta p/p = 3\%$), d'où une meilleure résolution sur la masse invariante des paires de dimuon (la résolution sur la masse du J/ψ est $\sim 170 \text{ MeV}/c^2$ en $p + p$). De plus, cet ajustement par le filtre de Kalman nous procure un premier paramètre objectif pour estimer la qualité d'une trace, le χ^2_{track} .

La position du vertex est incluse dans la dernière étape de l'ajustement : le χ^2_{vtx} obtenu permettra aussi d'évaluer la qualité de la trace, un grand χ^2_{vtx} indiquant que la trace n'est probablement pas issue de ce vertex. L'impulsion et la trajectoire sont alors corrigées des effets dus à la perte d'énergie et aux diffusions multiples lors de la traversée de l'absorbeur.

Réassociation route-trace

Cette dernière étape permet de bénéficier de la meilleure résolution du MuTr pour trouver la meilleure route associée dans le MuID. Lors de cette dernière étape, les traces reconstruites dans le MuTr sont donc projetées dans le MuID. Les coups trouvés forment une route associée à la trace. La route subit un ajustement linéaire avant d'être mémorisée dans cette version finale.

IV.2.3 Résumé des critères intrinsèques à l'algorithme de reconstruction

L'ensemble des critères requis par l'algorithme de reconstruction ont été abondamment discutés dans les sections précédentes. Par souci de synthèse, nous les reprenons ici :

- les routes trouvées dans le MuID doivent pénétrer au minimum jusqu'au troisième plan de mesure du MuID ;
- chaque trace relevée dans le MuTr doit être associée à au moins une route dans le MuID ;
- deux plans touchés sur quatre sont requis pour la station 3 du MuTr (un plan pour chaque orientation des pistes de cathodes), trois sur six dans la station 2 et quatre sur six dans la station 1 ;
- deux traces quelconques dans le MuTr ne peuvent avoir aucune coordonnée en commun.

IV.3 Extraction du signal

De nombreuses informations sont glanées à l'issue de la reconstruction : les trajectoires dans les bras muons, les quantités physiques (telles que l'impulsion par exemple), la décision des différents niveaux de systèmes de déclenchement, les traces obtenues lors de la reconstruction rapide opérée par le MuTr-Lv12 (ces traces sont connues sous le nom de primitives du MuTr-Lv12), ... Toutes ces informations sont

enregistrées, événement par événement, dans un format de fichier assez léger, celui des nanoDST. Ces dernières n'ont plus aucune information de niveau élémentaire sur les détecteurs ; mieux encore, elles sont dédiées à un thème physique en particulier (ici, la physique autour des muons, ailleurs, la physique autour des électrons détectés dans les bras centraux par exemple).

Toutes ces informations vont à présent être mises à profit pour rejeter le bruit de fond tout en entamant au minimum le signal recherché $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. L'amélioration du rapport signal sur bruit est obtenue en appliquant plusieurs coupures discriminantes.

IV.3.1 Les coupures appliquées

Les coupures en relation avec les performances du BBC ne sont pas spécifiques à l'analyse dans le canal muonique, mais elles n'en sont pas moins indispensables. Les coupures plus spécifiques à notre analyse [114, 115, 116, 117] sont appliquées sur un muon ou sur un dimuon. À chaque fois que cela a été possible, pour une variable donnée, ces coupures sont choisies de façon à ne pas grignoter plus de quelques pourcents (3%) de la distribution de cette variable pour des muons originaires de J/ψ Monte Carlo. Cela est la démarche indiquée lorsque la distribution simulée est en accord avec la distribution réelle (que ce soit la distribution en p + p ou celle en Cu + Cu). Dans le cas contraire, des incompréhensions subsistent au niveau de la simulation. Il faut donc être prudent, comparer plusieurs distributions (Monte Carlo, données réelles, J/ψ Monte Carlo enchâssé dans des données réelles) et utiliser une coupure la plus « large » possible, appliquée dans la région où les distributions montrent un accord raisonnable.

Les différentes coupures peuvent être rangées suivant plusieurs catégories : les coupures appliquées par souci de cohérence avec les systèmes de déclenchement, les coupures sur des quantités physiques et les coupures sur la qualité des traces et des routes associées.

Récapitulation des coupures dues aux systèmes de déclenchement

Charge et coups reçus par chaque BBC. – Les événements étudiés ont tous déclenché le BBCLL1 : pour chaque BBC (Nord et Sud), le seuil de déclenchement est fixé à au moins un photomultiplicateur allumé (une unité de charge allume en moyenne un photomultiplicateur).

Vertex. – La position du vertex appartient à la fenêtre $|z_{vtx}| < 30$ cm. Au-delà de cet intervalle, le BBC ne permet plus de déterminer de manière correcte la centralité : la forme de la distribution en centralité de ces événements devient fortement dépendante de la localisation du vertex. Il devient difficile d'y déterminer des classes de centralité.

Décision des systèmes de déclenchement. – Les événements considérés ont successivement passé le MUIDLL1 et le MuTr-Lvl2. Le MUIDLL1 se déclenche sur une paire de muons qui atteignent au moins le *gap* 3 du MuID. L'ensemble des critères inhérents au filtrage par le MuTr-Lvl2 sont résumés dans le tableau IV.4.

Coupure	Type	Valeur
Sur une route/trace	Profondeur minimale dans le MuID	<i>gap</i> 4
	Nombre de coups/route	≥ 8
	Nombre de traces	≥ 2
	Pente	$\theta \geq 12^\circ$
	Impulsion	$p > 1,5 \text{ GeV}/c$
Sur une paire	Angle d'ouverture	$\Delta\theta \geq 19.2^\circ$
	Masse invariante	$\Delta m \geq 2 \text{ GeV}/c^2$

TAB. IV.4: Résumé des critères requis lors du filtrage par le système de déclenchement de niveau 2 associé au MuTr. Le but est de sélectionner de manière préférentielle les paires de muons originaires d'un J/ψ . Les coupures sur la pente, l'angle d'ouverture et la masse invariante ont été ajustées d'après les propriétés d'un échantillon de J/ψ simulés.

Cohérence avec les systèmes de déclenchement et coupures sur des quantités physiques

Croisement physique des paquets d'ions. – Les événements retenus pour l'analyse doivent être issus d'un croisement physique des paquets d'ions du faisceau.

Multiplicité dans le MuID comparée à la charge vue par le BBC. – Les événements où un nombre anormalement élevé de coups sont vus dans le MuID sont rejetés lorsque, parallèlement, peu de particules ont laissé une charge dans le BBC : pour être précis, le critère requis est $N_{\text{MuID}} < 10 \times Q_{\text{BBC}}^{\text{total}}$. Ceci permet de s'affranchir de la pollution en particules issues des interactions avec le tube à vide du faisceau.

Coupures imitant le MuTr-Lvl2. – À chaque muon reconstruit correspondent des primitives du MuTr-Lvl2. Si la route qui lui est associée a atteint le dernier *gap* du MuID, nous vérifions la compatibilité de cette route avec au moins une des primitives : les caractéristiques angulaires de la route au *gap* 0 du MuID doivent correspondre à celle de la primitive au niveau du dernier *gap* de la station 3 du MuTr, et ce dans une limite de tolérance angulaire étroite ($\delta\theta, \delta\varphi \leq (2^\circ, 6^\circ)$). Si aucune primitive ne satisfait cette condition, le muon est rejeté.

Lorsque deux muons sont combinés, les mêmes coupures sur les paires que celles du MuTr-Lvl2 sont appliquées au niveau de leurs primitives¹⁵.

¹⁵Ceci est particulièrement utile puisqu'on applique ainsi les coupures les plus contraignantes du

Composante longitudinale p_z de l'impulsion. – En raison de la perte d'énergie, un muon ne peut atteindre le dernier *gap* du MuID que s'il parvient à la station 1 du MuTr avec suffisamment d'impulsion longitudinale. La valeur requise est $p_z > 1,05 \text{ GeV}/c$ dans le bras Sud et $p_z > 1,17 \text{ GeV}/c$ dans le bras Nord. Cette différence vient de la présence d'une plus grande épaisseur d'absorbeur intégrée sur tout le bras Nord (cf. tableau III.4).

Fenêtre en rapidité. – La rapidité d'un muon doit être comprise dans l'intervalle $1,2 < |y| < 2,2$.

Intervalle de masse invariante pour le J/ψ . – La résonance sera recherchée sur le spectre de masse des dimuons de signes opposés dans l'intervalle de masse invariante suivant : $2,6 < M_{inv} < 3,6 \text{ GeV}/c^2$. Cet intervalle est équivalent à $M_{J/\psi} \pm 3\sigma$, où $\sigma \approx 170 \text{ GeV}/c^2$ est la résolution sur la masse du J/ψ dans les collisions $p + p$.

Coupures de qualité

χ_{track}^2 issu de l'ajustement de la trace La trace est ajustée selon l'algorithme du filtre de Kalman pour en tirer la meilleure trajectoire (et l'impulsion). De cet ajustement est dérivé le χ_{track}^2 de la trace. Plus celui-ci est élevé, plus les positions des coups observés dans le MuTr et qui définissent la trace fluctuent de manière importante autour de l'ajustement de la trajectoire réalisé. Le χ_{track}^2 doit donc être raisonnable pour que la trace soit de qualité : $\chi_{track}^2 < 25$ pour le bras Sud et $\chi_{track}^2 < 35$ pour le bras Nord.

χ_{vtx}^2 issu de l'ajustement du vertex. – Cette valeur du χ_{vtx}^2 résulte de l'incorporation de la position du vertex (donnée par le BBC) dans l'ajustement qui estimera l'impulsion associée à la trace et la trajectoire de la particule en amont de l'absorbeur. Les grandes valeurs de χ_{vtx}^2 indiquent que le vertex mesuré par le BBC ne correspond vraisemblablement pas au vertex déductible de trajectoire du muon dans le MuTr, c.-à-d. ce muon provient d'une désintégration en vol ou d'une autre interaction. Pour limiter la probabilité que la trace ne soit pas issue du vertex, il faut se limiter au domaine suivant : $\chi_{vtx}^2 < 5$.

DG0. – La projection d'une trace de la station 3 du MuTr vers le *gap* 0 du MuID est comparée aux coordonnées de la route associée au niveau du *gap* 0. La distance entre ces deux points définit DG0. Ainsi, DG0 permet d'apprécier la pertinence de l'association de cette trace reconstruite dans le MuTr et de cette route reconstruite dans le MuID. Cette association est d'autant plus indiquée que la valeur de DG0 est petite. Les prescriptions recommandent : $DG0 < 25 \text{ cm}$ pour le bras Sud et $DG0 < 15 \text{ cm}$

MuTr-Lvl2 sur une paire de muons combinés artificiellement, à partir d'événements distincts et déjà reconstruits. Ce procédé a pour ambition de reproduire le mécanisme qui donne naissance au bruit de fond combinatoire (cf. paragraphe sur l'*event mixing* dans la section IV.3.2).

pour le bras Nord. Notons que ce genre de variable est très sensible aux désalignements relatifs entre le MuTr et le MuID et que ceux-ci doivent être correctement pris en compte dans le Monte Carlo pour que les distributions simulées et issues de données réelles coïncident.

DDG0. – DDG0 est la différence angulaire entre une trace (issue du MuTr) projetée jusqu’au *gap* 0 du MuID et la route associée. Dans l’idée, cette variable est donc de la même nature que DG0 puisqu’elle mesure aussi la corrélation entre une trace et la route associée. Les conditions à satisfaire sont : $DDG0 < 9^\circ$ pour le bras Sud et $DDG0 < 10^\circ$ pour le bras Nord.

IV.3.2 Soustraction du bruit de fond et extraction du nombre de J/ψ

Différents histogrammes de distribution de masse invariante sont ensuite remplis avec les paires de muons qui ont passé ces coupures, ces muons pouvant être de même signe ($++$ et $--$) ou de signes opposés ($+-$). Sur la distribution N_{+-} du nombre de paires $\mu^+\mu^-$ en fonction de leur masse invariante apparaît en particulier la résonance caractéristique du J/ψ , mais superposée à un continuum constitué de paires de muons d’autres origines [118] :

- Les muons qui forment la paire sont corrélés physiquement et constituent le bruit de fond dit « physique ». C’est le cas lorsqu’ils sont issus du mécanisme de Drell-Yan [119] $q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-$ où le mécanisme d’annihilation se fait par échange d’un photon virtuel. C’est aussi le cas lorsqu’ils proviennent de la désintégration semi-muonique d’une paire de mésons charmés $D\bar{D}$ qui sont le résultat de l’hadronisation d’une paire $c\bar{c}$ [120]. Enfin, les muons peuvent aussi être issus de la désintégration du ψ' , la résonance $c\bar{c}$ de masse¹⁶ supérieure à celle du J/ψ . Rappelons que nous recherchons le J/ψ dans la région de masse $2,6 < M_{inv} < 3,6 \text{ GeV}/c^2$. Dans cette région, la contribution des muons issus du ψ' est petite.
- Les muons qui forment la paire ne sont pas corrélés. La paire est le résultat d’une combinaison fortuite de deux désintégrations différentes de pions/kaons appartenant au même événement ; chaque muon provient alors d’une désintégration du type $\pi^\pm, K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu$. Dans le cas où un grand nombre de paires $c\bar{c}$ sont produites dans un même événement, des combinaisons fortuites de muons issus de paires $D\bar{D}$ différentes peuvent aussi se produire. La contribution des paires de muons non corrélés au spectre de masse des paires $\mu^+\mu^-$ constitue le bruit de fond « combinatoire ».

Pour extraire le nombre de J/ψ du spectre de masse invariante des $\mu^+\mu^-$, nous devons donc dans un premier temps soustraire le bruit de fond combinatoire, puis estimer au mieux la contribution du bruit de fond physique sur la partie restante.

¹⁶Les masses de ces deux résonances sont [35] : $M_{J/\psi(1S)} = 3096,916 \pm 0,011 \text{ MeV}/c^2$ et $M_{\psi'(2S)} = 3686,093 \pm 0,034 \text{ MeV}/c^2$

Estimation du bruit de fond d'origine combinatoire

La méthode (officielle) des « like-sign ». – Au sein d'un même événement, les paires de muons de même signe $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$ ne peuvent provenir d'un J/ψ ; pour être précis, ils sont supposés ne pas être corrélés physiquement. Aussi leurs nombres respectifs N_{++} et N_{--} permettront-ils d'estimer la composante correspondante en bruit de fond d'origine combinatoire sur le spectre de masse invariante des $\mu^+\mu^-$. L'importance N_{like} de cette composante est donnée par :

$$N_{like} = 2R \sqrt{N_{++}N_{--}} \quad (IV.1)$$

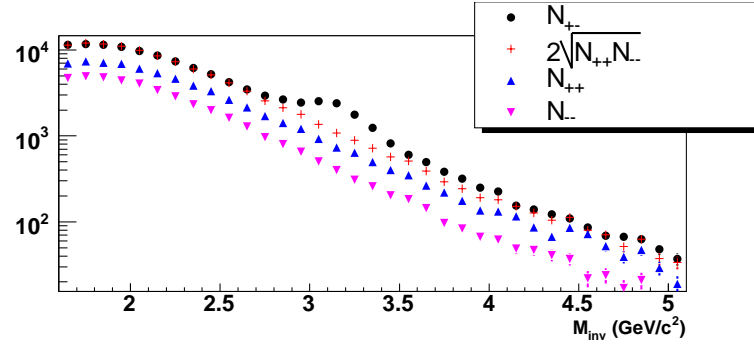
où le facteur R tient compte d'une éventuelle asymétrie dans l'acceptance de détection des particules selon qu'elles soient chargées positivement ou négativement. Cependant, l'acceptance des bras muons est symétrique, aussi adoptons-nous $R = 1$.

Cette méthode des *like-sign* présente un désavantage certain lorsque peu de statistique est disponible : le manque de statistique dans un *bin* en N_{++} ou N_{--} conduit à $N_{like} = 0$ dans ce *bin*, ce qui équivaut à sous-estimer le bruit de fond combinatoire.

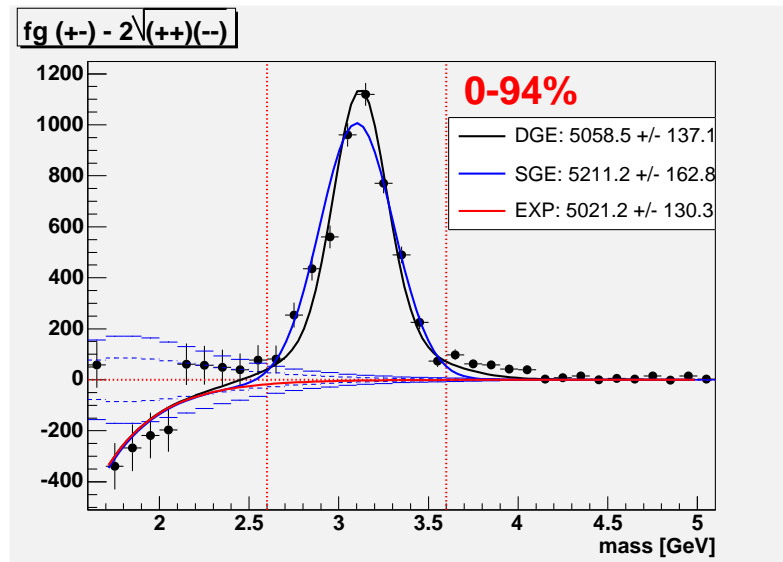
La contribution de N_{like} est ensuite soustraite du spectre de masse invariante des paires $\mu^+\mu^-$ pour ne laisser que le pic du J/ψ et le bruit de fond physique. Les volets supérieurs des figures IV.7 et IV.8 montrent le spectre de masse invariante de N_{+-} , N_{like} , N_{++} et N_{--} pour chacun des bras muons (il s'agit de l'ensemble de la statistique disponible en Cu + Cu), tandis que les volets inférieurs montrent le résultat de la soustraction $N_{+-} - N_{like}$. Pour chaque *bin* de l'histogramme ainsi obtenu après soustraction, l'erreur statistique sur le nombre de muons est égale à $\sqrt{N_{+-} + N_{++} + N_{--}}$. Différents ajustements sont ensuite appliqués sur cet histogramme pour évaluer les contributions respectives du J/ψ et du bruit de fond physique.

La méthode alternative (et non utilisée) : l'event-mixing. – Ainsi que nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, la méthode des *like-sign* conduit à une connaissance du spectre du bruit de fond limitée par le nombre d'événements disponibles. Une méthode possible pour y remédier consiste à produire, de manière artificielle, un bruit de fond combinatoire de statistique aussi élevée qu'on le souhaite en combinant en paire des muons non-corrélés, c.-à-d. issus de collisions et donc d'événements différents (*event-mixing*). L'avantage de cette dernière réside dans une réduction des erreurs statistiques liées à l'estimation du bruit de fond combinatoire. Cette deuxième méthode a d'ailleurs été utilisée pour produire les résultats finals du taux de production de J/ψ en Au + Au [121] (Run 4) et en p + p (Run 5) récemment soumis à publication [99, 73]. La technique de l'*event-mixing* a aussi été envisagée et investiguée dans le cadre de l'analyse des données du Run 5 Cu + Cu, mais n'a finalement pas été retenue. Nous en verrons la raison ci-après, laquelle est intimement liée à la nature même de la méthode d'*event-mixing* et au fait que nous partons d'un lot de données filtrés par deux systèmes de déclenchement successifs (le MUIDLL1 et le MuTr-Lv12).

L'*event-mixing* consiste à produire artificiellement des paires de muons non-corrélés en combinant des muons issus d'événements différents. Pour que la « fausse »

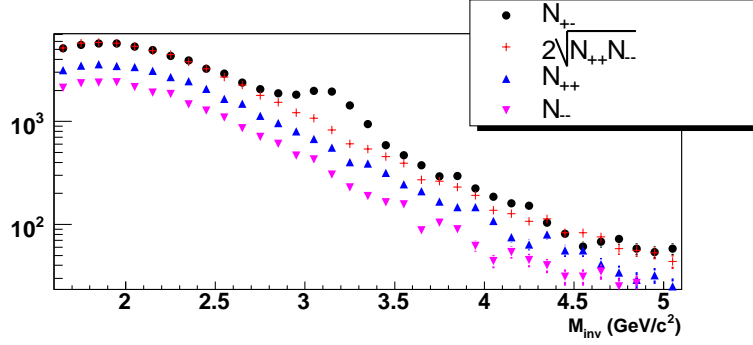


(a) Estimation du bruit de fond combinatoire par la méthode des *like-sign* sur le spectre de masse invariante des paires $\mu^+\mu^-$.

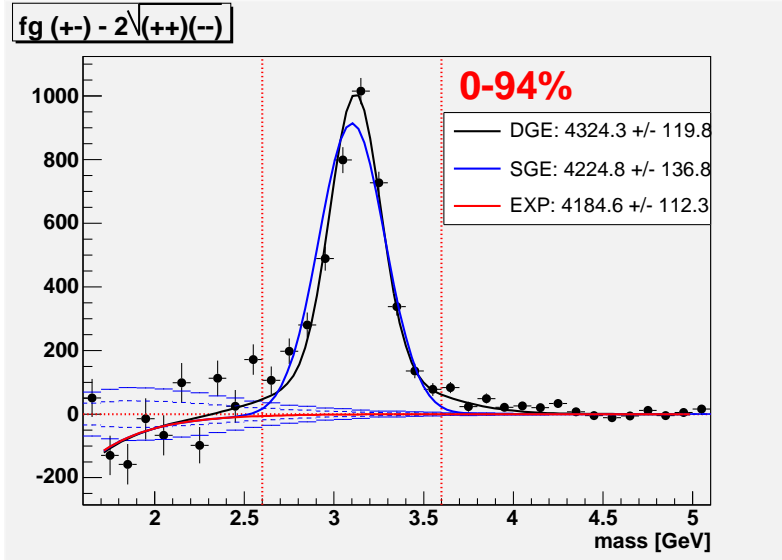


(b) Spectre de masse résultant de la soustraction du bruit de fond combinatoire $N_{+-} - N_{like}$ et ajustements réalisés pour estimer les contributions respectives du J/ψ et du bruit de fond physique : DGE pour une double gaussienne et une exponentielle, SGE pour une gaussienne et une exponentielle, EXP pour une exponentielle. Se référer au texte pour plus de détails.

FIG. IV.7: Spectres de masse invariante de l'ensemble de la statistique disponible pour le *Run 5* Cu + Cu dans le bras Sud.



(a) Estimation du bruit de fond combinatoire par la méthode des *like-sign* sur le spectre de masse invariante des paires $\mu^+\mu^-$.



(b) Spectre de masse résultant de la soustraction du bruit de fond combinatoire $N_{+-} - N_{like}$ et ajustements réalisés pour estimer les contributions respectives du J/ψ et du bruit de fond physique : DGE pour une double gaussienne et une exponentielle, SGE pour une gaussienne et une exponentielle, EXP pour une exponentielle. Se référer au texte pour plus de détails.

FIG. IV.8: Spectres de masse invariante de l'ensemble de la statistique disponible pour le Run 5 Cu + Cu dans le bras Nord.

paire soit valide, les événements dont sont extraits les muons doivent être similaires : centralité et vertex de la collision doivent être les plus proches possibles. Typiquement, vingt ou quarante partitions en centralité sont utilisées, et vingt partitions en z_{vtx} . Une classe d'événements est ainsi définie par une tranche en centralité et une tranche en z_{vtx} . Les deux muons combinés appartiennent ainsi à la même classe d'événements. Ici, au sein d'une même classe, nous avons choisi de combiner tous les muons d'un événement avec les muons des $N = 5$ précédents événements. Nous créons ainsi une quantité de bruit de fond combinatoire équivalente à N fois la quantité de muons disponibles. Plusieurs types de fausses paires de muons, donc plusieurs spectres de masse invariante, peuvent ainsi être obtenus par *event-mixing* : N_{++}^{mixed} , N_{--}^{mixed} et N_{+-}^{mixed} , ce dernier constituant la nouvelle estimation du bruit de fond combinatoire, en remplacement de N_{like} et bénéficiant d'une erreur statistique environ \sqrt{N} fois plus faible. À nouveau, effectuer $N_{+-} - N_{+-}^{mixed}$ permet de soustraire la nouvelle estimation du bruit de fond combinatoire, avec cette fois-ci une erreur statistique qui est dominée par l'erreur statistique sur N_{+-} . Il faut auparavant vérifier que l'*event-mixing* a produit un spectre artificiel de muons non-corrélés similaire au spectre réel : chaque spectre obtenu par *event-mixing* est donc comparé au spectre correspondant de vraies paires de muons ; ainsi, nous comparons N_{++}^{mixed} à N_{++} , etc. Il faut, bien entendu, normaliser au préalable chaque spectre de masse obtenu par *event-mixing* au spectre réel. Les normalisations correspondantes sont notées K_{++} , K_{--} et K_{+-} et sont liées par la relation :

$$K_{+-} = \sqrt{K_{++}K_{--}} \quad (IV.2)$$

où K_{++} et K_{--} sont déterminées à partir des données. Ainsi, la normalisation est choisie de telle sorte que les intégrales de N_{++}^{mixed} et de N_{--}^{mixed} soient respectivement égales à celles de N_{++} et N_{--} sur l'intervalle de masse $M_{inv} > 1,7 \text{ GeV}/c^2$.

Pour que l'*event-mixing* produise artificiellement un bruit de fond combinatoire similaire à celui rencontré en réalité, il faut s'assurer que l'échantillon de muons utilisé ne soit pas ou très peu biaisé. Dans l'idéal, il faudrait donc recourir à des événements de biais minimum. Or, les événements dont nous disposons ont été filtrés par deux systèmes de déclenchement (le MUIDLL1 et le MuTr-Lvl2) conçus pour enrichir les données enregistrées en J/ψ . De plus, il faudrait aussi s'assurer que chaque fausse paire de muons a franchi toutes les coupures passées avec succès par les vraies paires et ce dans des conditions identiques. Ceci est particulièrement difficile à reproduire pour les coupures inhérentes aux systèmes de déclenchement, étant donné que ceux-ci se déclenchent sur un événement, pouvant contenir plusieurs paires de muons, et non sur une paire de muons donnés. En conséquence, ces coupures, plus précisément celles imitant le MuTr-Lvl2, auront un effet plus strict. Quant au MUIDLL1, l'émulateur ne peut tourner sur les nanoDST utilisées ici, car elles sont dépourvues d'information de niveau élémentaire sur les détecteurs (du type emplacement des coups dans le détecteur en terme de bi-pack touché dans le MuID). Tout ceci explique pourquoi d'importantes distorsions sont constatées sur les spectres de masse des paires de muons issus d'*event-mixing* lorsque les muons utilisés proviennent de

données filtrées par le MUIDLL1 et le MuTr-Lvl2 (cf. Fig IV.9). Nous avons donc choisi de ne pas recourir à l'*event-mixing* dans cette analyse. À plus long terme, une solution possible serait de mélanger les muons des données filtrées avec des muons issus de données de biais minimum afin de réduire ce type de distorsion. Notons que des distorsions sont aussi présentes mais dans une moindre mesure lorsque les données ont été uniquement filtrées par le MUIDLL1 (cf. Fig IV.10). La technique de l'*event-mixing* aurait pu être utilisée sur ces données et plus de statistique aurait été disponible puisqu'un seul système de déclenchement a été utilisé. Cependant, ces données étaient encore en cours de reconstruction et de longs mois d'attente auraient été nécessaires avant de pouvoir finaliser l'analyse. Nous avons donc préféré continuer à travailler sur les données filtrées par le MUIDLL1 et le MuTr-Lvl2, ce qui impliquait de ne pas recourir à l'*event-mixing*. Celui-ci n'est d'ailleurs pas critique dans l'analyse des données Cu + Cu au contraire des données Au + Au : le rapport signal/bruit étant meilleur en Cu + Cu qu'en Au + Au, l'extraction du signal des données Cu + Cu est moins affectée par les fluctuations statistiques du bruit de fond combinatoire qu'en Au + Au.

Extraction du nombre de J/ψ

Les trois ajustements utilisés. – Une fois le bruit de fond combinatoire estimé, la composante correspondante est retranchée : le spectre de masse restant est majoritairement constitué d'une superposition du pic du J/ψ avec du bruit de fond d'origine physique. Une légère contamination en bruit de fond combinatoire est à envisager puisque nous ne disposons que d'une estimation de ce dernier. Pour évaluer au mieux la contribution de chacun, trois ajustements différents [115] ont été utilisés et sont illustrés sur le volet inférieur des figures IV.7 et IV.8 :

1. Le premier ajustement est effectué sur l'intervalle de masse $1,7 < M_{inv} < 5 \text{ GeV}/c^2$. Il consiste en une combinaison d'une exponentielle, pour prendre en compte le bruit de fond résiduel (physique et/ou combinatoire) et d'une gaussienne, pour la résonance caractérisant le J/ψ . Le centre de la gaussienne est fixé à $3,1 \text{ GeV}/c^2$, sa largeur peut osciller entre 150 et 300 MeV/c^2 . L'intégrale de la gaussienne donne une estimation du nombre de J/ψ .
2. Le deuxième ajustement est effectué sur le même intervalle de masse que le précédent. Pour les mêmes raisons que ci-dessus, il combine une exponentielle avec deux gaussiennes, la deuxième ayant une largeur plus importante que la première. La présence d'une deuxième gaussienne permet de décrire l'élargissement de la résolution en masse due à une perte d'énergie des muons lors de la traversée du détecteur. Ces deux gaussiennes ont été paramétrées d'après les récentes données du Run 5 p + p, et nous faisons donc l'hypothèse ici que la forme du signal est inchangée en Cu + Cu. Ainsi, leur centre est fixé à $3,12 \text{ GeV}/c^2$. Leurs largeurs sont aussi fixées : dans le bras Sud, à $146 \text{ MeV}/c^2$ pour la première et à $351 \text{ MeV}/c^2$ pour la deuxième ; dans le bras Nord, à $140 \text{ MeV}/c^2$ pour la première et à $400 \text{ MeV}/c^2$ pour la deuxième. Le

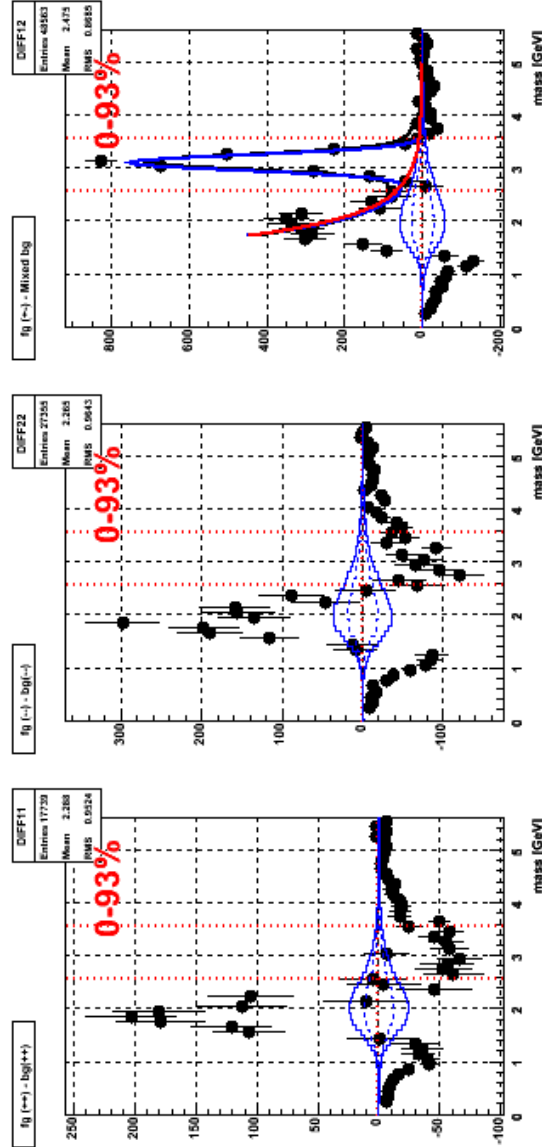


FIG. IV.9: Spectres de masse obtenus par la méthode d'*event-mixing* lorsque les données ont été filtrées par le MUIDLL1 et le MuTr-Lvl2 (totalité de la statistique disponible pour le Run 5 Cu + Cu pour le bras Nord) : $N_{++} - N_{++}^{mixed}$ (à gauche), $N_{--} - N_{--}^{mixed}$ (au milieu) et $N_{+-} - N_{+-}^{mixed}$ (à droite). L'importante distorsion dans la région de masse $1,7 < M_{inv} < 2,6$ GeV/c² est due à la coupure en masse du MuTr-Lvl2 appliquée lors du filtrage des données et qui biaise donc fortement l'échantillon de muons utilisé lors de l'*event-mixing*. Remarquons que la distorsion se prolonge jusque dans la région de masse du J/ψ pour les spectres de $N_{++} - N_{++}^{mixed}$ et de $N_{--} - N_{--}^{mixed}$. En conséquence, lorsque nous comparons le signal obtenu selon cette méthode et selon la méthode des *like-sign*, la mauvaise estimation de N_{+-}^{mixed} conduit à une réduction de près d'un facteur deux du signal dans la région de masse du J/ψ .

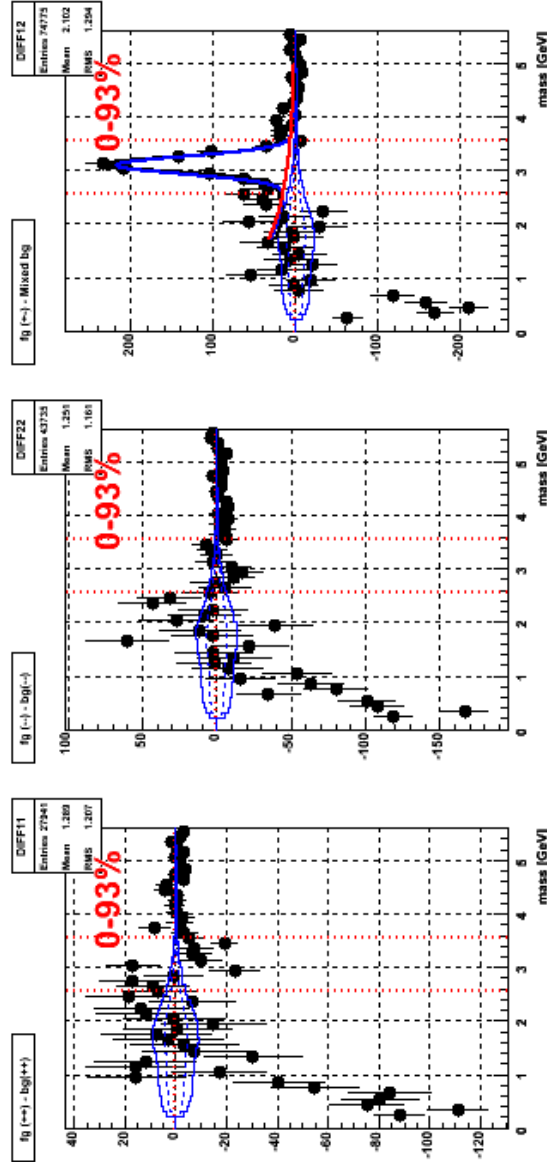


FIG. IV.10: Spectres de masse obtenus par la méthode d'*event-mixing* lorsque les données ont été filtrées par le MUIDLL1 uniquement (bras Nord) : $N_{++} - N_{++}^{mixed}$ (à gauche), $N_{+-} - N_{+-}^{mixed}$ (au milieu) et $N_{--} - N_{--}^{mixed}$ (à droite). Seule une partie de la statistique disponible pour le Run 5 Cu + Cu a été utilisée. L'importante distorsion dans la région de basse masse est due au filtrage par le MUIDLL1 qui biaise fortement l'échantillon de muons utilisé lors de l'*event-mixing*. Cependant, cette distorsion étant assez éloignée de la région de masse du J/ψ , cette méthode et celle des *like-sign* donnent des décomptes en paires $\mu^+\mu^-$ dans cette région de masse qui sont compatibles dans les barres d'erreurs statistiques.

rapport de leurs intégrales respectives est également fixé à 0,30 dans le bras Sud et 0,28 dans le bras Nord.

3. Le dernier ajustement est effectué hors de l'intervalle de masse où le J/ψ est recherché. Il s'agit d'une simple exponentielle. Elle est extrapolée dans la région de masse du J/ψ . Dans ce cas, le nombre de J/ψ est obtenu en retranchant la composante de bruit de fond résiduel du décompte en dimuons trouvés dans cette région.

Ainsi, ces trois différents ajustements partent chacun d'une hypothèse différente sur la forme du signal du J/ψ et fournissent trois différentes évaluations du nombre de J/ψ . La moyenne de ces trois valeurs est retenue pour quantifier le signal recherché. L'erreur statistique associée est la moyenne des erreurs statistiques obtenues grâce aux ajustements gaussiens (cf. 1 et 2) et grâce au comptage (cf. 3). Le choix de recourir à la moyenne des erreurs est motivé par le fait que ces erreurs sont très corrélées. Dans la majorité des cas, l'erreur statistique est de l'ordre d'un facteur deux plus élevée que l'erreur systématique. Celle-ci est discutée dans le paragraphe suivant.

Estimation de l'erreur systématique. – L'erreur systématique sur le nombre de J/ψ est évaluée en faisant varier de $\pm 2\%$ l'intégrale de N_{like} , notre estimation du bruit de fond combinatoire, et en effectuant à chaque fois les trois ajustements décrits ci-dessus sur le spectre de masse $N_{+-} - N_{like}$ [115]. Neuf différentes estimations du signal recherché sont ainsi obtenues : 3 ajustements \times 3 normalisations différentes (1 ; 0,98 et 1,02). L'écart-type caractérisant ces neuf valeurs est pris comme estimateur de l'erreur systématique. Celle-ci peut être aussi faible que 3 % lorsque les données sont partitionnées selon un seul type de variable (la centralité, la rapidité ou l'impulsion transverse). Les valeurs les plus élevées de l'erreur systématique sont rencontrées lorsque les ajustements sont difficiles, c.-à-d. lorsque peu de statistique est disponible. Par exemple, une valeur extrême est rencontrée dans le bras Nord, à haute impulsion transverse $p_T \in [3; 4]$ GeV/ c dans la classe de centralité 60 – 94% où l'erreur systématique relative peut aller jusqu'à 20%.

IV.4 Conclusion

Partant des données enregistrées sous leur format brut, un long chemin est nécessaire pour parvenir à extraire le signal. Deux différents systèmes de déclenchement, optimisés pour la recherche du J/ψ , ont été utilisés pour la première fois dans PHENIX lors du Run 5 : le MUIDLL1 et le MuTr-Lvl2. L'utilisation conjuguée de ces deux systèmes de déclenchement a permis de réduire notablement le volume de données à reconstruire, de sorte que la reconstruction a été effectuée quasiment en parallèle avec la prise de données. Le MUIDLL1 ayant été appliqué en ligne, il est important d'évaluer et de contrôler ses performances dès le début du Run 5. Les résultats des simulations que nous avons effectuées ont ainsi justifié le réajustement en cours de Run des conditions de déclenchement du MUIDLL1. Quant au MuTr-Lvl2,

les coupures qui lui sont intrinsèques ont biaisé les données recueillies. L'estimation du bruit de fond combinatoire, préliminaire à l'extraction du signal, par la méthode de l'*event-mixing* étant sensible à ce biais, nous lui avons préféré la méthode des *like-sign*, et ce malgré qu'elle conduit à une erreur statistique sur le bruit de fond combinatoire plus élevée. Nous avons également vu quelles sont les caractéristiques de l'algorithme de reconstruction. Son efficacité sera incluse dans les corrections d'*acceptance* et d'efficacité qui font l'objet du prochain chapitre.

V

Détermination des corrections d'*acceptance* \times efficacité

Pour remonter au nombre réel de J/ψ produits, il est essentiel de déterminer quelle est la fraction de J/ψ détectés et comptabilisés à l'issue du chemin suivi par les données depuis la détection des dimuons jusqu'à l'extraction du signal. Après avoir défini les corrections d'*acceptance* \times efficacité, nous présentons brièvement dans ce chapitre les outils et la méthode utilisés pour les déterminer. Nous examinerons ensuite la reproductibilité du système de déclenchement associé au MuID par les simulations et son impact sur les corrections d'*acceptance* \times efficacité. Pour qu'il soit légitime d'appliquer ces corrections au signal extrait de l'ensemble du *Run 5* Cu + Cu, nous nous sommes souciés de les déterminer sur la totalité de la prise de données. Nous exposons en détail le principe, les tests de validité, la mise en oeuvre et les résultats de la méthode développée à cette fin. La dernière section commente les différentes sources d'erreurs systématiques sur les corrections d'*acceptance* \times efficacité.

V.1 Introduction

V.1.1 Définition opérationnelle du produit *acceptance* \times efficacité

Sur l'ensemble des $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ produits lors des collisions d'ions lourds, seule une fraction d'entre eux est détectée, i.e ceux dont les muons de désintégration :

- finissent dans le volume de détection des bras muons ;
- activent les systèmes de déclenchement dédiés (niveaux 1 et 2) ;
- laissent suffisamment de signaux dans le MuID et le MuTr pour que les trajectoires correspondantes puissent être reconstruites ;
- passent avec succès les coupures utilisées lors de l'analyse, destinées à améliorer le rapport signal/bruit, ainsi que la phase finale d'extraction du signal.

Pour remonter au nombre réel de J/ψ produits, il est nécessaire d'évaluer les pertes subies à l'issue de ces différentes étapes. Cette évaluation est effectuée par simulation. Des J/ψ sont engendrés par simulation Monte Carlo. Ceux dont les muons

de désintégration sont dans l'*acceptance* géométrique des bras muons sont « enchâssés », événement par événement, dans des vraies données extraites du *Run 5* Cu + Cu, puis suivent un traitement identique à celui des données (celui-ci a été détaillé dans le chapitre IV). Le produit de l'*acceptance* et de l'efficacité correspond alors à la probabilité qu'un J/ψ engendré dans une partition i ait survécu, la partition pouvant être en centralité, en rapidité, en impulsion transverse, etc. Pour insister sur le fait que nous faisons référence à ce produit et non à chaque terme séparément, celui-ci sera toujours explicitement mentionné en toutes lettres comme l'*acceptance* × efficacité ou noté $A\epsilon_{J/\psi}^i$.

V.1.2 Les différentes contributions à $A\epsilon_{J/\psi}^i$

L'*acceptance* et l'efficacité sont déterminées conjointement à l'issue d'une opération « unique ». Mais il est possible, en principe, d'appréhender séparément chaque terme de $A\epsilon_{J/\psi}^i$.

Une petite précision du côté du vocabulaire employé est avant tout nécessaire. Un J/ψ est « reconstituable » lorsque chacun de ses muons de désintégration est lui-même reconstituable. C'est le cas lorsque chacun engendre dans les bras muons des coups qui satisfont à tous les critères intrinsèques à l'algorithme de reconstruction (cf. section IV.2.3).

Pour séparer de la manière la moins ambiguë possible les contributions de l'*acceptance* et de l'efficacité dans le produit $A\epsilon_{J/\psi}^i$, nous devons raisonner dans le cadre de quelques hypothèses. Supposons d'une part que chaque muon qui passe dans le volume actif¹ de détection induit une réponse du détecteur², i.e. ce muon laissera des signaux qui peuvent être répertoriés et enregistrés. Supposons d'autre part que chaque muon reconstituable sera effectivement reconstitué : c'est le cas si l'efficacité de l'algorithme de reconstruction est égale à l'unité. Dans ces conditions :

- L'*acceptance* peut être définie comme la fraction de J/ψ Monte Carlo qui sont « reconstituables » parmi ceux qui ont été engendrés. Une partie de cette définition recouvre la conception purement géométrique et habituelle de l'*acceptance*, en ce sens qu'elle prend ici en compte le volume actif de détection : seuls les muons appartenant à la région en pseudorapidité décrite par les bras muons et qui pointent vers ce volume actif seront détectés. Requérir qu'en plus ces muons soient reconstituables introduit des contraintes qui ne sont pas exclusivement géométriques : par exemple, ces muons doivent avoir au moins atteint le troisième plan de mesure du MuID, ce qui sélectionne les muons en se fondant sur leur impulsion.

¹Le volume actif de détection n'est autre que le volume couvert par les plans de mesure des bras muons auquel peuvent être retranchées quelques zones mortes non lues au niveau de l'électronique.

²Ceci revient à supposer que la réponse du détecteur est binaire : les plans de mesure ont une efficacité parfaite et les modules d'électronique de lecture sont opérationnels de manière optimale (il peut y avoir des cartes définitivement mortes, mais quand une carte fonctionne, elle fonctionne parfaitement bien).

- Quant à l’efficacité, elle prendra en compte l’efficacité réelle du détecteur, de l’algorithme de reconstruction et des systèmes de déclenchement. Elle comprendra aussi la perte de signal liée aux coupures d’analyse.

Ces différentes contributions sont cependant corrélées. Par exemple, l’efficacité de l’algorithme de reconstruction est affectée par le nombre de modules d’électronique de lecture non-opérationnels, or ces mêmes modules conduisent à une réduction du volume actif de détection. Par conséquent, seule la mesure globale *acceptance*×efficacité peut être utilisée sans ambiguïté.

V.1.3 De la nécessité de l’*embedding*

Voyons à présent pourquoi il est nécessaire d’enchâsser les J/ψ Monte Carlo dans des données réelles (technique dite de l’*embedding*). L’efficacité de l’algorithme de reconstruction peut être vue comme la fraction de J/ψ Monte Carlo reconstituibles qui sont effectivement reconstruits. Elle décroît avec le taux d’occupation³ du détecteur, celui-ci étant corrélé à la multiplicité⁴ enregistrée lors des collisions. La raison est inhérente au procédé utilisé pour rechercher les coups constitutifs d’une route ou d’une trace (selon qu’il s’agit du MuID ou du MuTr). Rappelons que l’algorithme de reconstruction procède par itération, en projetant l’amorce de trajectoire d’un plan de mesure vers le précédent. Les coups qu’il convient d’associer à cette amorce de trajectoire sont toujours recherchés dans une fenêtre de taille donnée autour de la position obtenue par projection (cf. section IV.2). Cette fenêtre comptera donc une population de plus en plus importante de coups dans un environnement à haute multiplicité. Il en résulte un nombre croissant d’ambiguïtés dans la détermination des coups constitutifs d’une route ou d’une trace. Cela montre qu’il est important de pouvoir reproduire cet environnement, qualifié de « bruit de fond », lors des simulations. Il se trouve que les simulations qui essaient de recréer ce type d’environnement sont actuellement au moins un facteur deux en dessous de la réalité en terme de multiplicité, en particulier dans les collisions les plus centrales. Aussi devons-nous recourir aux données réelles *minimum bias* pour enchâsser les J/ψ Monte Carlo en vue de reproduire ainsi le bruit de fond dans lequel le signal recherché est noyé.

³Le taux d’occupation est défini comme la fréquence de sollicitation d’une piste de cathode (ou un bi-pack) donné(e) tout au long de la prise de données. Ainsi, un taux d’occupation de 20% pour une piste de cathode indique que celle-ci est touchée une fois tous les cinq événements en moyenne. De manière alternative, le taux d’occupation désigne aussi la fraction de pistes touchées par événement dans le détecteur.

⁴La multiplicité est définie comme le nombre de particules par événement. Par extension, la multiplicité est aussi le nombre de coups, et donc le nombre de pistes de cathodes ou de bi-packs touchés, par événement dans le détecteur.

V.2 Vue d'ensemble des étapes nécessaires pour déterminer les corrections d'*acceptance* × efficacité

Les valeurs des corrections d'*acceptance* × efficacité sont obtenues en exécutant la totalité des étapes suivantes :

1. obtenir un bruit de fond réaliste en terme de nombre de traces par événement à partir du format PRDF dans lequel sont enregistrées en ligne les données ;
2. engendrer des J/ψ Monte Carlo dont le z_{vtx} et la centralité concordent parfaitement, événement par événement, avec ceux des données réelles ;
3. convertir les *hits* Monte Carlo en *hits*⁵ appropriés pour l'*embedding* et la reconstruction (en utilisant un détecteur parfait) ;
4. exécuter simultanément la réponse du détecteur (en utilisant un détecteur réaliste) et l'*embedding* ;
5. lancer le système de déclenchement de niveau 2 du MuTr ;
6. lancer l'émulateur du système de déclenchement MUIDLL1 et effectuer la reconstruction ;
7. extraire le signal et évaluer les corrections d'*acceptance* × efficacité.

Pour la clarté du discours, nous avons préféré détailler l'ensemble de ces étapes dans l'appendice B. Le lecteur curieux des techniques employées pourra donc s'y reporter.

Dans l'étape #1, les fichiers PRDF utilisés sont ceux du *run* 152099 car le statut matériel du MuTr pour ce *run* est celui qui est le plus fréquemment rencontré tout au long du *Run* 5 Cu + Cu. Ainsi, ce *run* est le plus représentatif possible de l'ensemble de la période de prise de données. Il sera dénommé « *run* de référence ».

Dans l'étape #2, la concordance de la position longitudinale du vertex des J/ψ Monte Carlo et de celui des données réelles est essentielle : en effet, l'*acceptance* × efficacité dépend (légèrement) de la distribution en z_{vtx} [122, 123]. Quant à la correspondance univoque entre chaque J/ψ Monte Carlo et la centralité de l'événement dans lequel il sera enchâssé, elle permet de calculer les corrections d'*acceptance* × efficacité par partition en centralité.

Une librairie dite Monte Carlo a été utilisée à l'étape #3 ainsi qu'à toutes les étapes suivantes de la simulation (notons que la dernière étape ne fait pas partie de la simulation). La partie « réponse » de cette librairie a été améliorée pour que la simulation de la réponse du détecteur aux coups Monte Carlo s'accorde mieux à la réalité (le détail de ces améliorations est également reporté dans l'appendice B). Le reste, la partie « reconstruction » du code (indépendante de la partie « réponse ») est rigoureusement identique à la librairie utilisée pour reconstruire les données (librairie officielle de PHENIX pro.65).

⁵Nous écrirons *hit* plutôt que « coup » lorsque nous faisons référence non au signal physique, provoqué par le passage de la particule dans le détecteur, mais à l'information correspondante telle qu'elle est manipulée lors de la simulation ou au niveau du format de données de PHENIX, ou encore au niveau de l'algorithme de reconstruction.

V.3 Reproductibilité et impact du MUIDLL1 sur les corrections d'*acceptance* \times efficacité

Le MUIDLL1 est l'un des deux systèmes de déclenchement utilisés pour la première fois durant le *Run 5* Cu + Cu, le second étant le MuTr-Lvl2. Incorporer l'efficacité du MuTr-Lvl2 dans les corrections d'*acceptance* \times efficacité est relativement aisé : le MuTr-Lvl2 est implémenté de manière logicielle, aussi pouvons-nous faire fonctionner exactement le **même** code sur les données réelles comme sur les J/ψ Monte Carlo. À l'inverse, le MUIDLL1 est implémenté sous forme de circuits logiques programmés sur une partie dédiée de l'électronique embarquée du MuID. Ceci le rend très dépendant du schéma du câblage qui le relie aux cartes de l'électronique de lecture du MuID (cf. section IV.1.1, page 90). La simulation du MUIDLL1 doit donc prendre en compte cet aspect, inexistant pour le MuTr-Lvl2. En conséquence, nous devons nous assurer que l'émulation du MUIDLL1 est tout-à-fait comprise et sous-contrôle. Dans les paragraphes ci-après, nous discutons du résultat des études menées dans ce sens et qui permettent de mesurer l'impact du MUIDLL1 sur l'*acceptance* \times efficacité. Ces études sont effectuées avec le lot de J/ψ Monte Carlo insérés dans les données issues du *run* 152099 (la procédure mise en place pour les obtenir a été décrite dans l'appendice B).

V.3.1 Effet de la nouvelle cartographie pour le MUIDLL1

Durant le *Run 5* Cu + Cu, nous avons subi une perte d'efficacité du système de déclenchement MUIDLL1 en ligne pour le bras Nord (cf. section IV.1.1, page 90). L'analyse préliminaire fut terminée sans avoir identifié la source du problème. La perte d'efficacité constatée fut donc prise en compte en appliquant un facteur de correction supplémentaire de $(82 \pm 3)\%$ en plus des corrections d'*acceptance* \times efficacité. Nous avons finalement identifié la source de ce dysfonctionnement comme une permutation des câbles desservant deux modules d'électronique de lecture (ROC) du MuID Nord. Nous avons répercuté cette permutation dans notre librairie Monte Carlo en mettant à jour la cartographie du MUIDLL1.

Grâce à cette nouvelle cartographie, nous pouvons reproduire hors ligne, en utilisant l'émulateur du MUIDLL1, la perte d'efficacité inattendue observée en ligne dans le bras Nord. Cette perte est donc désormais incluse dans les corrections d'*acceptance* \times efficacité. Elle apparaît lorsque nous comparons les valeurs obtenues avant et après la mise-à-jour de la cartographie du MUIDLL1. Précisons que le module desservi par les deux câbles permutés était responsable de la lecture de la réponse de tubes situés sur le dernier plan de mesure du MuID Nord. Par conséquent, en demandant quatre plans de mesure touchés sur cinq pour une route *Deep*, le MUIDLL1 est bien plus sensible à une perte d'*acceptance* due à des problèmes matériels que lorsque la condition est moins stricte (trois plans touchés sur cinq). On s'attend donc à une perte d'*acceptance* \times efficacité plus importante pour le MUIDLL1 4/5 que pour le MUIDLL1 3/5. C'est effectivement ce qu'illustre la Fig V.1 : pour le bras Nord uniquement, nous comparons les corrections d'*acceptance* \times efficacité obtenues

nues avant et après la mise-à-jour de la cartographie du MUIDLL1. Le rapport des nouvelles valeurs (intégrées sur toute la gamme en centralité) aux anciennes nous donne l'inefficacité moyenne du MUIDLL1 :

- ce rapport est d'environ 93,5% pour le MUIDLL1 3/5 ;
- il est d'environ 84% pour le MUIDLL1 4/5.

Ainsi, l'estimation préliminaire de la correction d'inefficacité ($82 \pm 3\%$) du MUIDLL1 est compatible avec celle obtenue ici pour le MUIDLL1 4/5, mais se révèle être plus pessimiste que de celle obtenue pour le MUIDLL1 3/5.

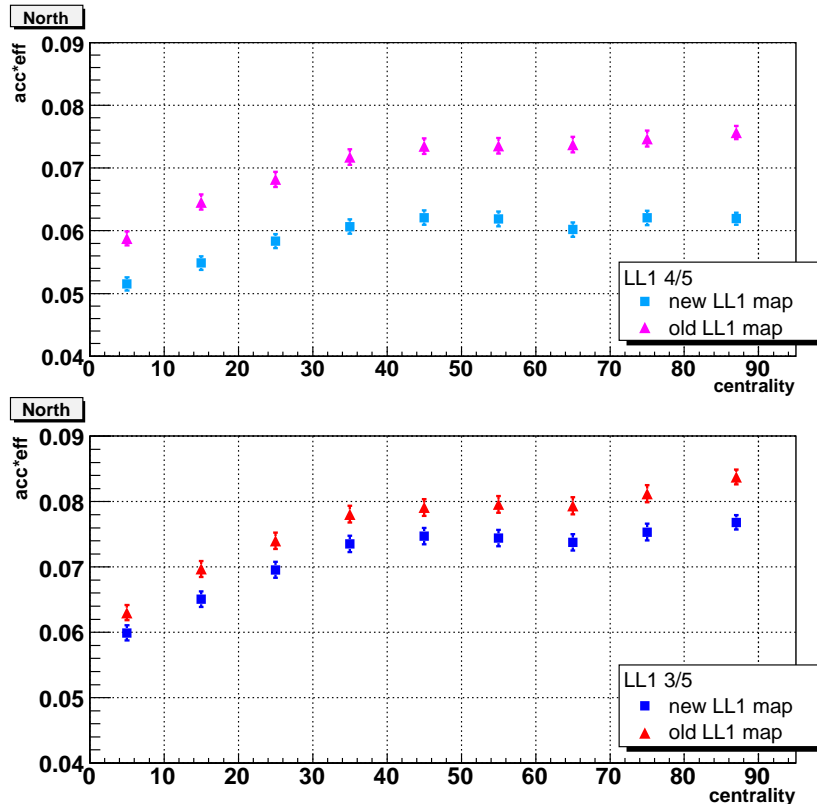


FIG. V.1: Corrections d'*acceptance* × efficacité en fonction de la centralité (neuf tranches en centralité) pour le bras Nord uniquement, obtenues en utilisant l'ancienne cartographie du MUIDLL1 (triangles roses et rouges) et comparées aux valeurs obtenues en utilisant la nouvelle cartographie du MUIDLL1 (carrés bleu clair et bleu foncé), pour le MUIDLL1 4/5 (en haut) et le MUIDLL1 3/5 (en bas). Erreurs statistiques uniquement.

V.3.2 MUIDLL1 3/5 vs MUIDLL1 4/5

Sur la Fig V.2, nous comparons les valeurs d'*acceptance* × efficacité obtenues selon le nombre minimum requis de plans de mesure du MuID touchés (3/5 ou 4/5) pour

déclencher le MUIDLL1. Ces résultats ont été obtenus en utilisant la nouvelle cartographie du MUIDLL1. Vu que la condition 4/5 est plus sévère que la condition 3/5, une baisse des valeurs d'*acceptance* \times efficacité est attendue pour le MUIDLL1 4/5 par rapport au MUIDLL1 3/5. C'est effectivement ce que nous observons, mais pas dans la même proportion relative pour chacun des deux bras. Moyennée sur tout l'intervalle en centralité, nous avons une diminution de :

- 19% pour le bras Nord ;
- 6% pour le bras Sud.

Le comportement quantitativement différent du bras Nord est tout-à-fait compréhensible. Dans son cas, pour obtenir les corrections d'*acceptance* \times efficacité pour le MUIDLL1 4/5, il faut prendre en compte non seulement la perte due aux câbles permutés mais aussi celle due au fait que la condition 4/5 est plus stricte. Pour le bras Sud, nous ne devons nous soucier que de cette dernière. En conséquence, la perte totale d'*acceptance* \times efficacité doit être plus élevée dans le bras Nord que dans le bras Sud lorsque nous passons de la condition 3/5 à 4/5. La Fig V.1 nous conforte

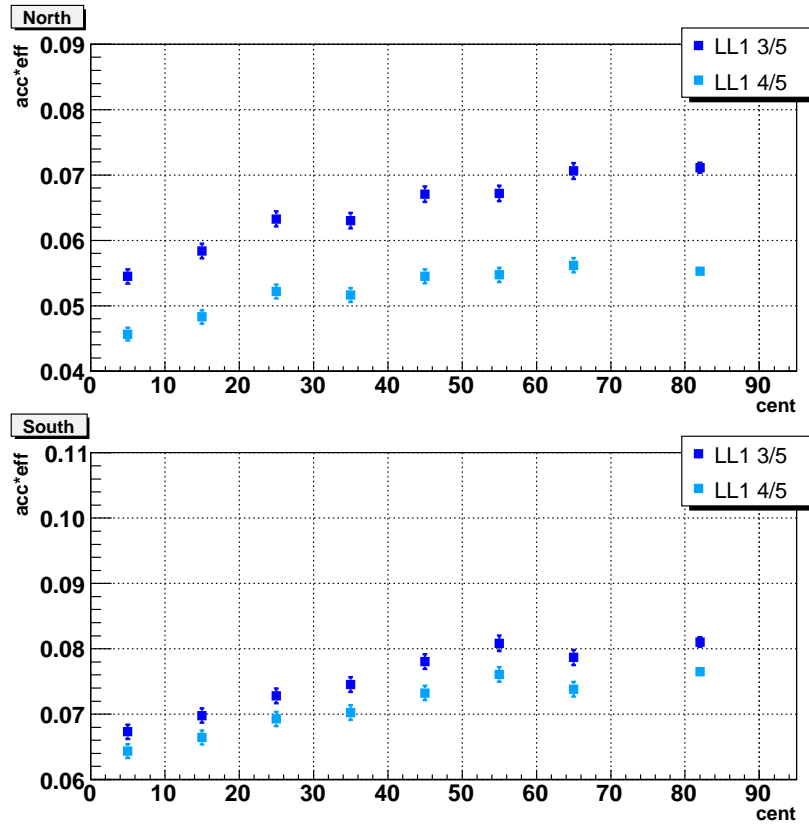


FIG. V.2: Corrections d'*acceptance* \times efficacité en fonction de la centralité (huit tranches en centralité) pour le bras Nord (en haut) et le bras Sud (en bas) pour le LL1 3/5 (en bleu foncé) et le LL1 4/5 (en bleu clair). Erreurs statistiques uniquement.

dans cette idée. Elle montre que la perte d'*acceptance* × efficacité constatée pour le bras Nord est bien plus faible lorsque nous avons utilisé l'ancienne cartographie du MUIDLL1 : ce n'est que dans ce cas que le bras Nord a le même comportement que le bras Sud lorsqu'on passe de la condition 3/5 à 4/5.

V.4 Évaluation des corrections d'*acceptance* × efficacité sur l'ensemble de la période de prise de données

V.4.1 Motivations

Mesurer la fluctuation d'un *run* à l'autre des corrections d'*acceptance* × efficacité est une étape indispensable pour voir si le *run* de référence est bien représentatif de l'ensemble de la période de prise de données. Cette étude peut être conduite avec deux états d'esprits différents :

- Un seul et unique *run* de référence est utilisé pour calculer les valeurs des corrections d'*acceptance* × efficacité. La dispersion autour de ces valeurs de référence lors la période de prise de données peut permettre d'évaluer l'erreur systématique correspondante sur ces valeurs de référence⁶.
- L'autre voie possible est de **mesurer l'*acceptance* × efficacité sur toute la période de prise de données**, et d'utiliser la valeur moyenne « temporelle » en lieu et place de la valeur de référence. Chaque *run* contribue alors avec un poids égal à la luminosité associée dans le calcul de cette valeur moyenne.

Lors de l'analyse préliminaire, nous avons mené cette étude en utilisant la première méthode, plus rapide puisque ne nécessitant qu'un échantillon limité de *runs* sur toute la prise de données. Nous avons simplement pris un *run* tous les ~ 25 *runs* figurant sur la liste de bons *runs*. Un soin tout particulier a été pris pour que soient représentées, en bonne proportion, la plupart des configurations existantes quant au nombre de modules électroniques d'acquisition (FEM) non-opérationnels pour le MuTr (cf. Tab. V.1). En effet, des variations de cette configuration sont connues pour avoir un effet significatif sur l'*acceptance* × efficacité. L'écart-type obtenu (8%) fut assigné comme erreur systématique due à la fluctuation de $A\epsilon_{J/\psi}$ sur l'ensemble de la prise de données. Il se trouve que c'est une des sources dominantes d'erreur systématique sur les corrections d'*acceptance* × efficacité, d'où l'intérêt de revisiter cette étude, mais en ayant cette fois recours à la seconde stratégie. Pour cela, nous avons mis au point une méthode qui permet de parcourir plus rapidement la liste de bons *runs*, laquelle est détaillée dans la section suivante.

V.4.2 Mise en œuvre

La méthode

Idéalement, les valeurs *run* par *run* des corrections d'*acceptance* × efficacité devraient être obtenues en exécutant la totalité des étapes détaillées dans la section V.2

⁶Ces valeurs de références sont détaillées dans l'appendice B

run number	South	North
151239	0	2
152099	0	2
154658	0	2
156569	0	2
156862	0	3
157311	0	2
158994	2	5
159112	3	5

TAB. V.1: Nombre de FEM non opérationnelles pour le MuTr (bras Sud et Nord) pour les *runs* utilisés pour l'évaluation de la dispersion sur les corrections d'*acceptance* \times efficacité lors de l'analyse préliminaire.

(page 124) pour chacun des bons *runs*.

C'est ainsi que nous avons procédé pour les quelques *runs* de l'analyse préliminaire. Mais ce grand nombre d'étapes intermédiaires prendrait un temps bien trop important si nous devions faire de même pour la totalité des bons *runs*. De plus, les effectuer toutes n'est pas tout-à-fait indispensable. En effet, si la multiplicité vue par le détecteur varie assez peu d'un *run* à l'autre, alors seule l'étape #4 (la réponse du détecteur) a un impact significatif sur les variations d'*acceptance* \times efficacité. La raison est la suivante : c'est pendant cette étape que les *hits* Monte Carlo sont convertis en *hits* au sens des données réelles en faisant intervenir une description réaliste de la configuration du détecteur. L'idée est donc de **recourir au même lot de J/ψ Monte Carlo et au même lot correspondant de bruit de fond provenant de vraies données, mais de varier la configuration du détecteur**. Par conséquent, les étapes #1 à #3 sont exécutées une seule fois.

Les éléments⁷ décrivant la configuration du détecteur qui peuvent varier d'un *run* à l'autre sont :

- la configuration des hautes tensions pour le MuTr i.e. les anodes volontairement éteintes et celles temporairement et involontairement inactives (enregistrée sur fichiers) ;
- les gains et piédestaux nécessaires pour reproduire la numérisation des charges sur les cathodes par les ADC du MuTr (en mémoire dans la base de données) ;
- le nombre de FEM non-opérationnels pour le MuTr (en mémoire dans la base de données).

⁷Les efficacités des bi-pack du MuID varient aussi d'un *run* à l'autre. Cependant, nous avons utilisé un seul et même ensemble de fichiers (un par bras) pour les décrire, ceux-ci contenant les efficacités moyennes par bi-pack sur l'ensemble de la prise de données. Cf. section B.1.3.

Quelques précautions à considérer

Le raisonnement que nous venons d'exposer repose sur l'hypothèse selon laquelle le taux d'occupation des bras muons n'a pas subi de fluctuations importantes tout au long de la prise de données. Cette hypothèse n'est pas déraisonnable au premier abord, au moins en ce qui concerne les conditions de faisceau. En effet, celles-ci étaient plutôt stables tout au long du *Run 5* : la collimation était réalisée très vite en début de vie du faisceau, ce qui induit à l'arrière du MuID de faibles variations de la pollution en particules issues des interactions avec le tube à vide du faisceau. Ceci a eu pour conséquence que le MuID pouvait être mis sous (haute) tension tout aussi vite, d'où une luminosité exploitée par les bras muons très proche (environ 92%) de la valeur enregistrée par PHENIX. Cette maîtrise des conditions de faisceau implique également que le taux de collisions est resté stable durant la prise de données exploitables pour la physique. Néanmoins, ceci ne nous dispense pas de vérifier que la multiplicité enregistrée au niveau des bras muons est restée stable durant la période de prise de données.

Il faut aussi choisir avec précaution le *run* duquel nous allons tirer le lot de *hits* qui serviront de bruit de fond : par exemple, nous devons éviter que, pour ce *run*, il y ait des zones mortes, donc dépourvues de *hits*, à des endroits du détecteur qui ne seraient pas identiques entre tous les *runs*. Imaginons que, par inadvertance, cette circonstance se présente : nous avons extrait notre bruit de fond d'un *run A* pour lequel le demi-octant *a* d'une des stations du MuTr s'est arrêté de fonctionner pendant la prise de données. Durant le *run B*, le demi-octant *a* était tout-à-fait fonctionnel mais le demi-octant *b* ne l'était pas. Selon la méthode que nous avons précédemment exposée, nous voulons connaître les corrections d'*acceptance* \times efficacité pour le *run B* en insérant des J/ψ Monte Carlo dans les données réelles issues du *run A* et en appliquant la configuration du détecteur en vigueur pendant le *run B*. En conséquence, nous n'aurons que des *hits* Monte Carlo sur le demi-octant *a* puisque celui-ci n'a pu enregistrer le passage d'aucune particule pendant la prise de données du *run A*. Cela va biaiser la valeur ainsi « prédite » d'*acceptance* \times efficacité du *run B* puisque l'absence de bruit de fond dans le demi-octant *a* va faciliter la reconstruction. Notons que la valeur vraie d'*acceptance* \times efficacité, dénommée « *acceptance* \times efficacité réelle », aurait été obtenue en insérant les J/ψ Monte Carlo dans le bruit de fond issu du *run B* et auxquels aurait été appliquée la configuration du détecteur selon ce même *run B*. Profitons de cet exemple pour mettre au point notre vocabulaire : le *run B* sera connu par la suite sous le nom de « *run de configuration* », le *run A* peut-être considéré comme un « *run de référence* » en matière de bruit de fond. **La seule différence entre l'*acceptance* \times efficacité prédite et l'*acceptance* \times efficacité réelle est donc l'origine des *hits* de données réelles qui font office de bruit de fond.** La méthode présentée peut ainsi être validée en comparant, pour un échantillon de *runs*, les valeurs réelles et prédites de l'*acceptance* \times efficacité.

Une autre condition sur le *run* de référence est que sa distribution en centralité ne comporte pas d'anomalies (distribution plate). Il faut aussi que sa distribution de la position z_{vtx} du vertex soit typique (centrée à environ zéro, de largeur standard entre

20 et 30 cm).

Une autre précaution importante concerne la manière dont nous allons déterminer la valeur moyenne de l'*acceptance* \times efficacité une fois tous les *runs* de configuration parcourus. Pour être complètement rigoureux dans ce calcul, chaque *run* devrait plutôt contribuer à hauteur du nombre d'événements BBCLL1 obtenus après coupure sur le z_{vtx} et appartenant à un croisement physique des paquets d'ions. Mais l'analyse préliminaire a montré que la variation d'un *run* à l'autre de la distribution en z_{vtx} des événements est petite. D'autre part, comme le montre la figure V.3, la fraction d'événements non issus de croisement physique des paquets d'ions est faible (1 – 2%) dans l'intervalle considéré pour le vertex ($|z_{vtx}| < 30$ cm). Ces coupures vont donc affecter de manière très similaire le nombre d'événements BBCLL1 pour chaque *run*. En conséquence, le pourcentage d'événements perdus peut être considéré comme indépendant du numéro de *run* et on peut le mettre en facteur lors du calcul de la moyenne : utiliser le nombre d'événements BBCLL1 obtenu après ou avant coupures est donc équivalent. Bien entendu, il est plus commode d'utiliser ce dernier nombre puisqu'il peut être directement lu dans la base de données.

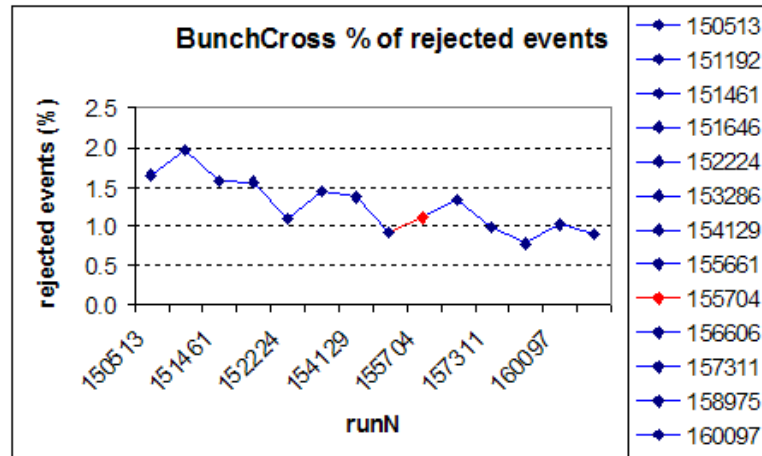


FIG. V.3: Évolution en fonction du numéro de *run* du pourcentage d'événements *minimum bias* rejetés car n'appartenant pas à un croisement physique des paquets d'ions. Le vertex des événements considérés avant d'appliquer cette coupure est dans la tranche $|z_{vtx}| < 30$ cm.

La réalisation

Le *run* 152099, déjà utilisé, possède toutes les qualités requises telles que nous les avons énoncées précédemment :

- en terme de zones mortes (cf. sections IV.1.4 et B.1.1), puisque c'est un *run* à zones mortes minimales dans le MuTr, et les anodes/FEM désactivées pendant ce *run* l'ont été pendant **toute** la prise de données du *Run* 5 ;
- en terme de distribution en centralité et en vertex (cf. Fig V.4) ;
- en terme de multiplicité enregistrée au niveau du détecteur, comme nous le verrons dans la section suivante.

Ce *run* est donc à double titre⁸ un *run* de référence. Nous avons ainsi bénéficié du lot de J/ψ Monte Carlo et du lot de bruit de fond issu de l'étude d'*acceptance* × efficacité utilisant ce seul et unique *run*. Mais pour raccourcir davantage le temps consacré à chaque *run* de configuration de la liste, nous avons réduit la statistique utilisée (environ 118 mille événements au lieu des $\sim 249,4$ mille disponibles pour l'*embedding*).

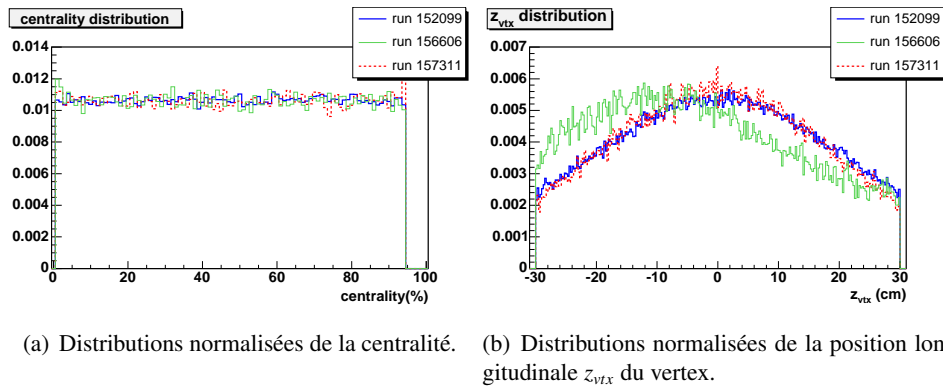


FIG. V.4: Distributions d'intérêt pour le *run* de référence 152099 duquel est issu le bruit de fond utilisé pour évaluer les corrections d'*acceptance* × efficacité sur l'ensemble de la période de prise de données. Le *run* 152099, situé vers le milieu de la période MUIDLL1 4/5, est ici comparé à deux autres runs qui appartiennent à la période MUIDLL1 3/5. Ceci permet de se faire une idée des variations de ces distributions d'un bout à l'autre de la prise de données. Un coup d'oeil aux graphiques tracés lors de la surveillance en ligne des prises de données PHENIX indique que les distributions aussi décentrées en z_{vtx} que le *run* 156606 sont localisées sur une courte période de temps (quelques jours), peu après le changement de condition de déclenchement du MUIDLL1 et le changement de polarité des aimants contrôlant le champ magnétique de PHENIX. Le cas général est plutôt celui illustré ici par les *runs* 152099 et 157311.

Notons que quelques *runs* de configuration ont été exclus de l'étude : ceux dont les fichiers de configuration des hautes tensions pour le MuTr manquent à l'appel

⁸Il est une référence pour la configuration du détecteur et pour le « bruit de fond » utilisé lors de l'*embedding*.

(5 *runs* sur 261), et ceux pour lesquels un nombre anormalement élevé ($\sim 97\%$) d'événements sont rejetés lors de la phase⁹ d'extraction du signal car identifiés à tort comme n'appartenant pas à un croisement physique des paquets d'ions (16 *runs* sur 261). L'exclusion de ces *runs* a une influence négligeable sur la valeur de $A\mathcal{E}_{J/\psi}$ moyennée sur l'ensemble de la période de la prise de données puisque les 240 *runs* utilisés représentent 91.4% du nombre total d'événements *minimum bias* enregistrés.

V.4.3 Tests et vérification de la validité de la méthode

Les tests exposés dans la section précédente sont conduits sur un échantillon de 33 *runs* (sur les 240 utilisés). Ces *runs* sont équitablement répartis sur toute la période de prise de données.

Multiplicité vue par les bras muons durant le *Run 5*

La multiplicité peut être appréciée en examinant les distributions *minimum bias* des coups dans les différents éléments de chaque bras muon (sans aucune coupure). Pour faciliter la comparaison, nous avons défini deux périodes, séparées par le changement de polarité du champ magnétique. Ces deux périodes sont de luminosité comparable. Les figures V.5 et V.6 comparent les distributions de coups pour chaque période, et cela est effectué pour chaque *gap* de MuID et pour chaque station du MuTr pour le bras Sud (les distributions dans le bras Nord sont très similaires). Chaque histogramme est normalisé par le nombre d'événements *minimum bias* de la période considérée et représente donc la multiplicité moyenne durant une période. Nous pouvons constater que les distributions sont quasiment superposables d'une période à l'autre, ce qui montre que, en moyenne, la multiplicité était stable durant le *Run 5*.

Rapport $A\mathcal{E}_{réelle}/A\mathcal{E}_{prédite}$

Examinons à présent le pouvoir prédictif de notre nouvelle méthode d'évaluation d'*acceptance* \times efficacité, et ce sur notre échantillon de *runs*. Pour cela, nous allons comparer les valeurs prédites et réelles des corrections d'*acceptance* \times efficacité. Le volet supérieur de chacune des figures V.7 (pour le bras Sud) et V.8 (pour le bras Nord) montre que l'évolution de $A\mathcal{E}_{prédite}$ coïncide remarquablement bien avec celle de $A\mathcal{E}_{réelle}$ au cours de la prise de données. Le volet inférieur de ces mêmes figures montre cette fois-ci le rapport $A\mathcal{E}_{réelle}/A\mathcal{E}_{prédite}$ en fonction du numéro de *run*, ainsi que l'ajustement linéaire correspondant. Nous pouvons constater que, dans les barres d'erreurs statistiques, ce rapport est plat et compatible avec l'unité. Par conséquent, nous pouvons étendre notre nouvelle méthode à l'ensemble de la période de prise de données.

Nous avons également superposé sur une seule figure par période (cf figures V.9 et V.10) les valeurs du rapport $A\mathcal{E}_{réelle}/A\mathcal{E}_{prédite}$ en fonction de la centralité pour

⁹Nous avons finalement identifié et corrigé la source de ce problème (un *bug* au niveau de la macro réalisant l'extraction du signal). Mais vu le peu d'impact que ces quelques *runs* auraient eu sur le résultat final, nous ne nous sommes pas donné la peine de les utiliser.

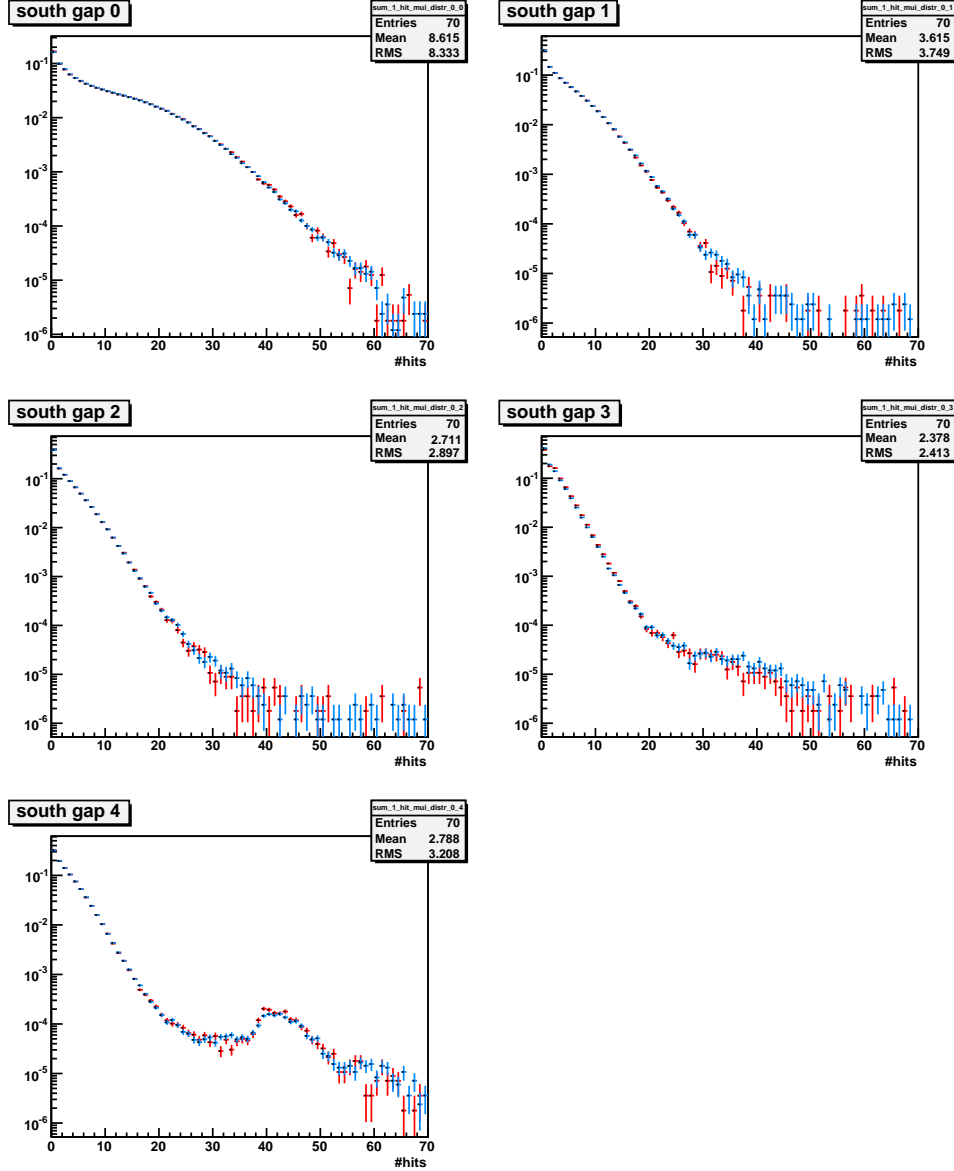


FIG. V.5: Distribution de coups pour chaque *gap* du MuID Sud pour la première période (en bleu) et la deuxième (en rouge), du *gap* 0 (en haut à gauche) au *gap* 4 (en bas à gauche). Se référer au texte pour la définition d'une période. Notons que la « bosse » que l'on aperçoit dans la queue de la distribution pour le dernier *gap* du MuID est probablement due à une pollution de particules venant d'interactions du faisceau avec les parois du tube à vide à l'arrière du MuID.

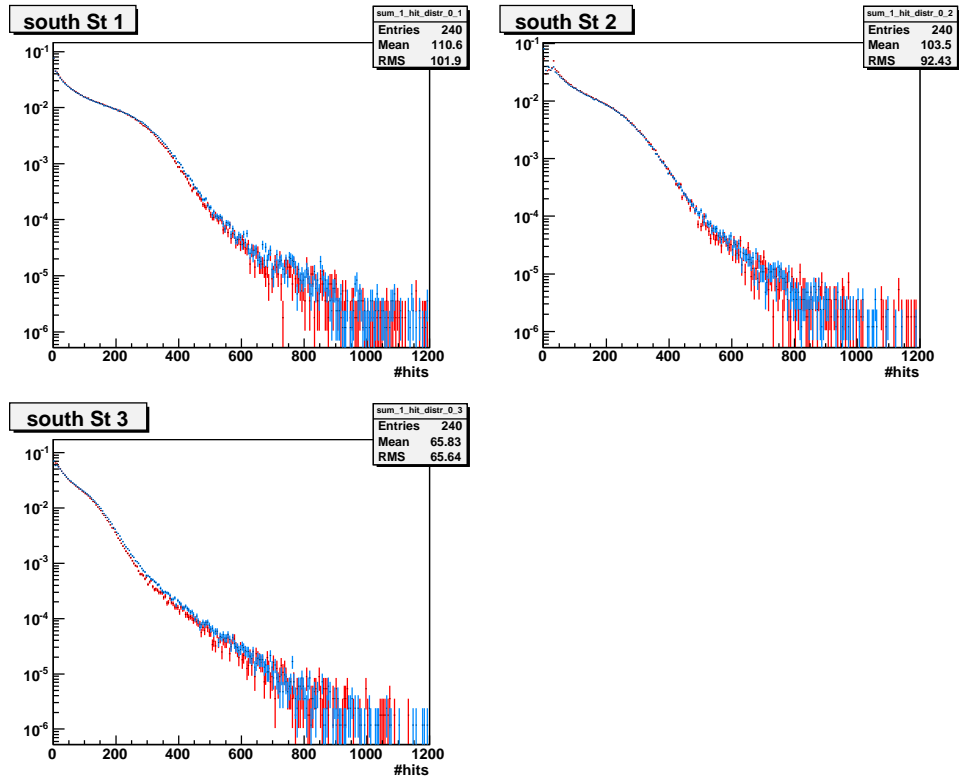


FIG. V.6: Distribution de coups pour chaque station du MuTr Sud pour la première période (en bleu) et la deuxième (en rouge), de la station 1 (en haut à gauche) à la station 3 (en bas à gauche). Se référer au texte pour la définition d'une période.

chaque *run* de notre échantillon. Dans les barres d'erreurs statistiques, ce rapport est plat et compatible avec l'unité. Rappelons que la seule différence entre l'*acceptance* \times efficacité prédite et l'*acceptance* \times efficacité réelle est l'origine des *hits* de données réelles qui font office de bruit de fond. Cette figure montre que la manière dont la multiplicité (en terme de *hits*) est répartie par tranche de centralité est identique entre le *run* de référence (152099) et tous les autres *runs* de notre échantillon. Ceci renforce l'idée que le taux d'occupation dans les bras muons est resté stable durant l'ensemble de la prise de données et qu'il est légitime de choisir le *run* 152099 comme référence pour le bruit de fond.

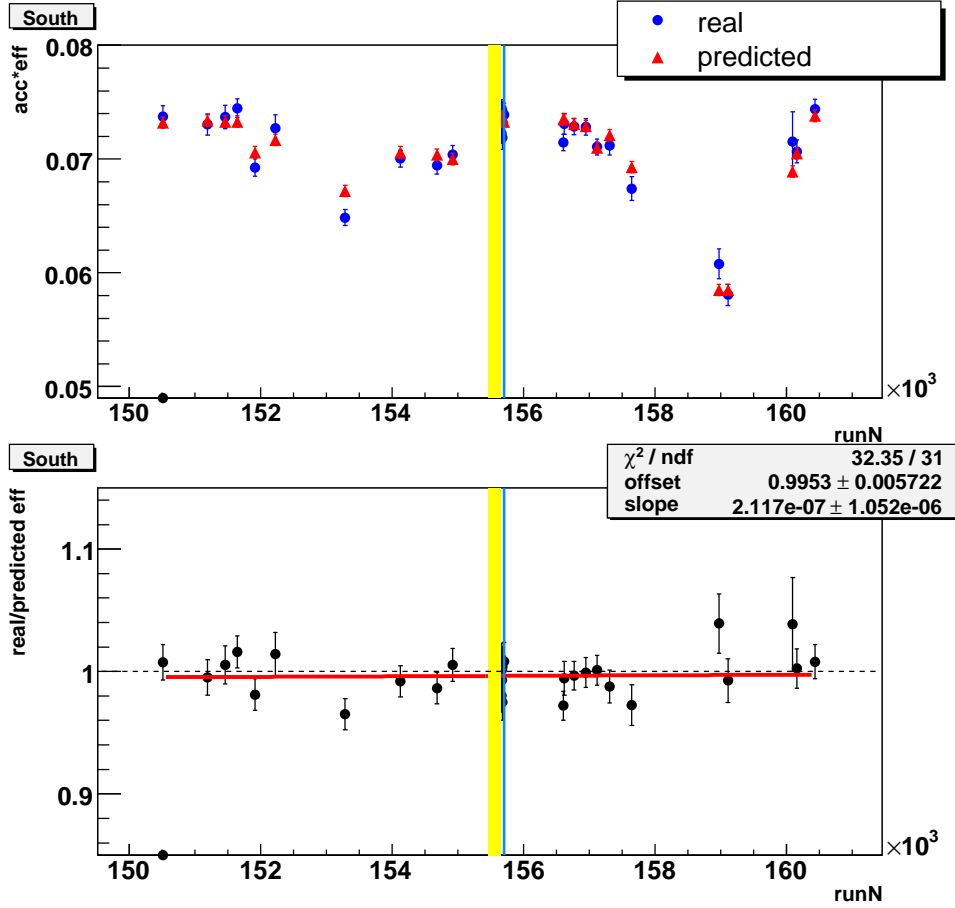


FIG. V.7: Volet supérieur : évolution de $A\epsilon_{prédite}$ (triangle rouge) parallèlement à celle de $A\epsilon_{réelle}$ (cercle bleu) sur un échantillon de *runs* répartis sur l'ensemble de la prise de donnée pour le bras Sud. Volet inférieur : rapport $A\epsilon_{réelle}/A\epsilon_{prédite}$ correspondant. Seule l'erreur statistique est représentée. La bande verticale jaune indique la transition du MUIDLL1 4/5 au MUIDLL1 3/5. La ligne bleue verticale qui lui succède indique le changement de polarité des aimants produisant le champ magnétique.

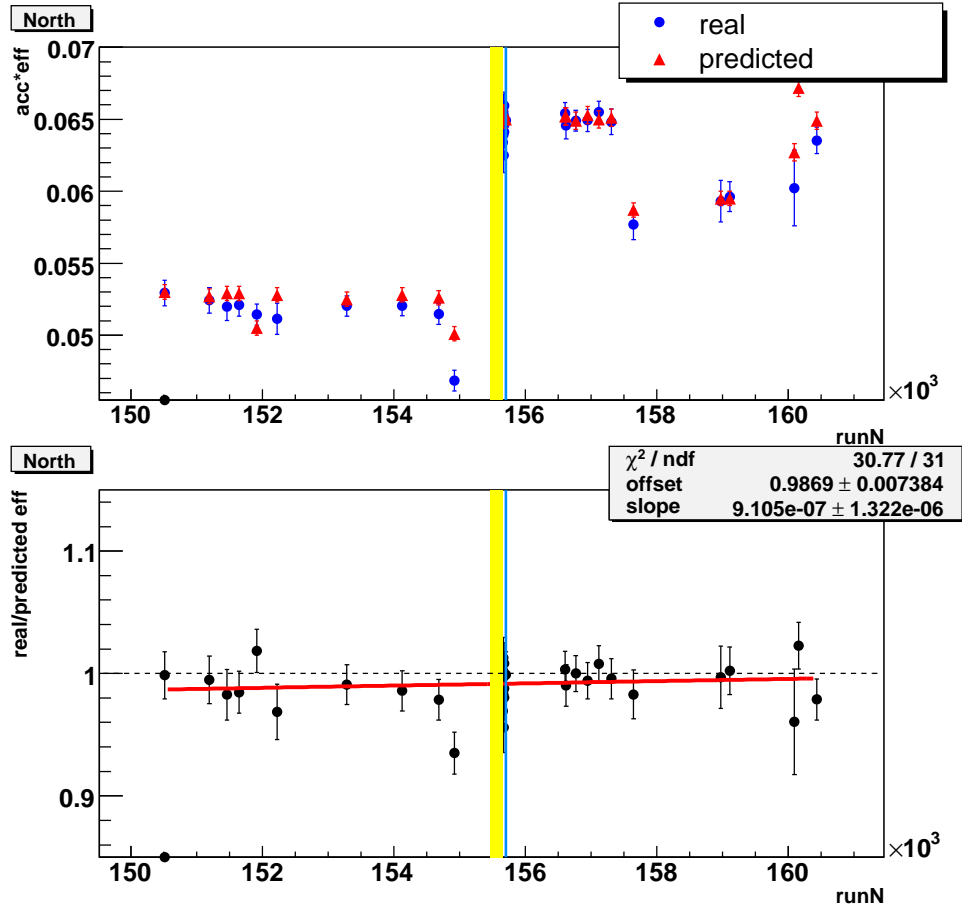


FIG. V.8: Volet supérieur : évolution de $A\varepsilon_{prédite}$ (triangle rouge) parallèlement à celle de $A\varepsilon_{réelle}$ (cercle bleu) sur un échantillon de *runs* répartis sur l'ensemble de la prise de donnée pour le bras Nord. Volet inférieur : rapport $A\varepsilon_{réelle}/A\varepsilon_{prédite}$ correspondant. Seule l'erreur statistique est représentée. La bande verticale jaune indique la transition du MUIDLL1 4/5 au MUIDLL1 3/5. La ligne bleue verticale qui lui succède indique le changement de polarité des aimants produisant le champ magnétique.

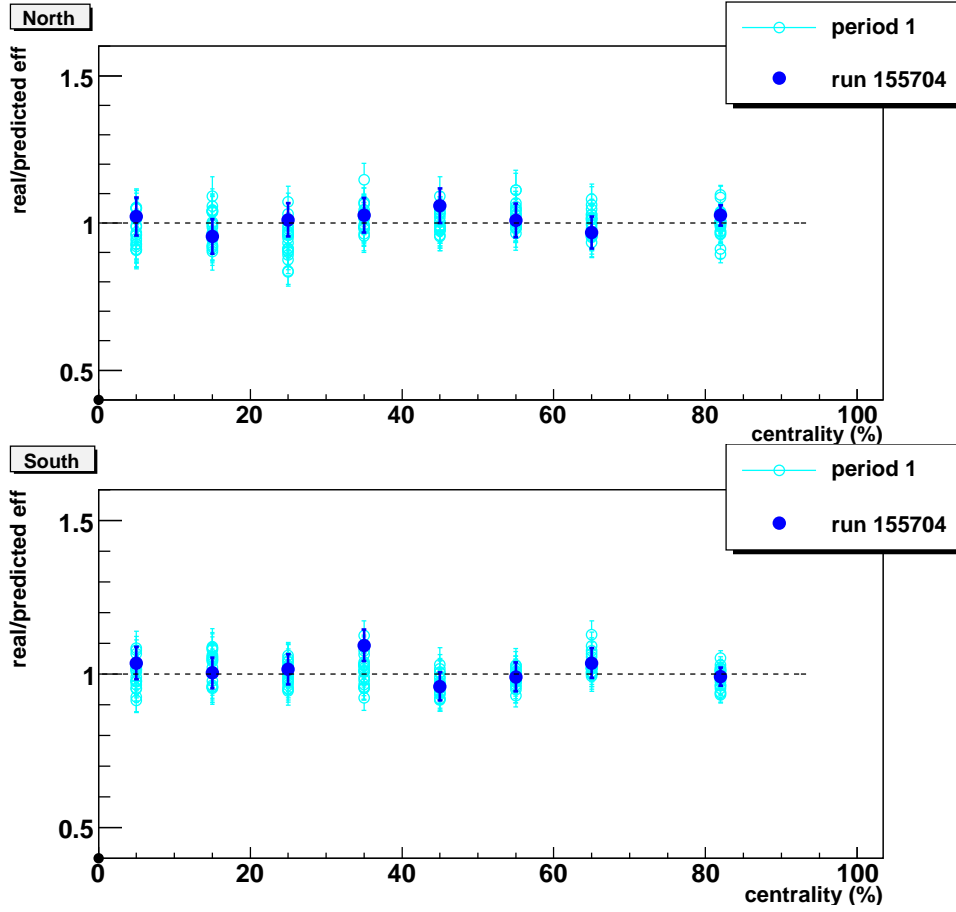


FIG. V.9: Rapport $A\varepsilon_{\text{réelle}}/A\varepsilon_{\text{prédite}}$ en fonction de la centralité pour chaque *run* appartenant à la première période de notre échantillon, pour le bras Nord (en haut) et le bras Sud (en bas). Le même symbole (un cercle vide bleu clair) représente tous les *runs* de la première période, sauf un *run* représenté par un cercle plein bleu foncé.

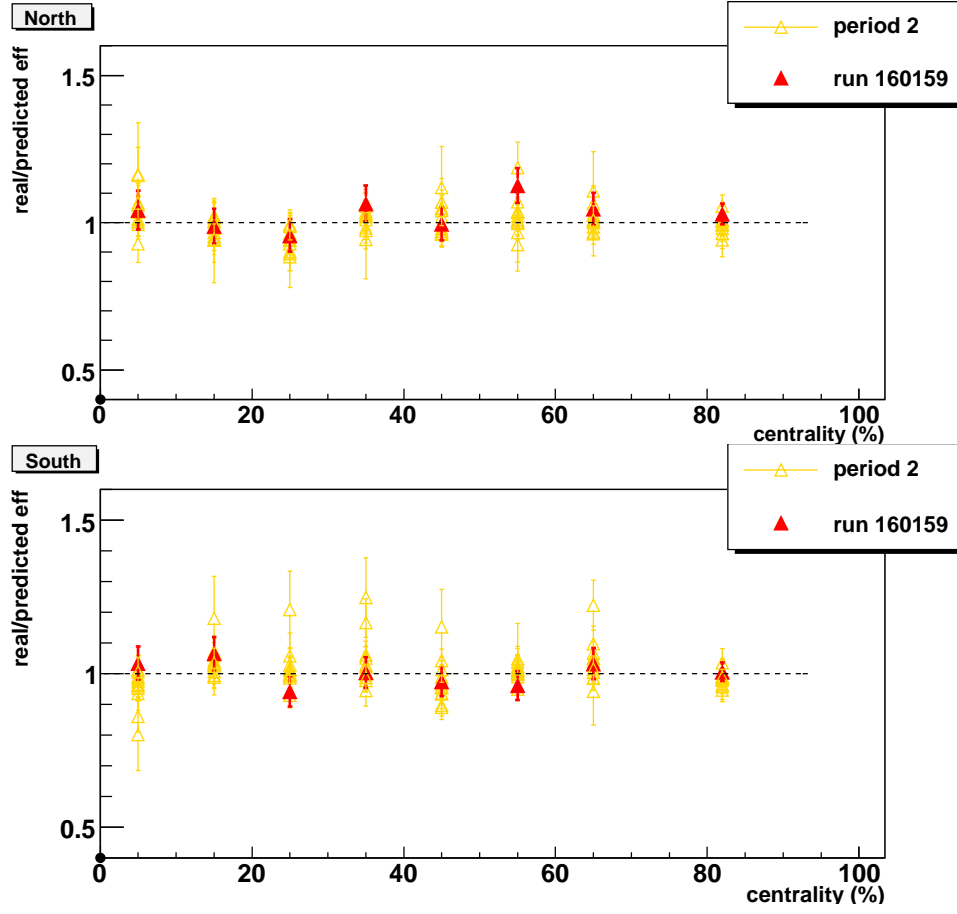


FIG. V.10: Rapport $A\varepsilon_{réelle}/A\varepsilon_{prédite}$ en fonction de la centralité pour chaque *run* appartenant à la deuxième période de notre échantillon, pour le bras Nord (en haut) et le bras Sud (en bas). Le même symbole (un triangle vide orange) représente tous les *runs* de la deuxième période, sauf un *run* représenté par un triangle plein rouge.

V.4.4 Résultats minimum bias et discussion

Nous présentons dans les paragraphes ci-après les valeurs *run* par *run* des corrections d'*acceptance* × efficacité intégrées sur tout l'intervalle en centralité, en p_T et en rapidité.

Correction d'*acceptance* × efficacité en fonction du numéro de *run*

La Fig V.11 résume l'ensemble de la période de prise de données du Run 5 Cu + Cu : elle montre la dépendance de l'*acceptance* × efficacité en fonction du numéro de *run*. Nous y avons également représenté la moyenne pondérée (par la luminosité associée à chaque *run*) de l'*acceptance* × efficacité, ainsi que les valeurs d'*acceptance* × efficacité obtenues pour le *run* de référence (pour chaque disposition du MUIDLL1 et leur moyenne). Pour le bras Nord, la valeur d'*acceptance* × efficacité du *run* de référence est une bonne approximation de la valeur moyenne sur l'ensemble de la prise de données. Ce résultat découle du fait que la plupart des *runs* de la prise de données suivent un comportement similaire à celui du *run* de référence, et ce pour chaque condition de déclenchement du MUIDLL1. En revanche, pour le bras Sud, le constat est plus mitigé : le *run* de référence décrit assez bien le comportement des *runs* pour le MUIDLL1 4/5, mais l'*acceptance* × efficacité de référence est une surestimation des valeurs d'*acceptance* × efficacité pour le MUIDLL1 3/5. Cela s'explique par le fait que la configuration matérielle du MuTr Sud pour le *run* de référence (i.e. deux FEM non-opérationnelles) n'est pas majoritaire dans la période du MUIDLL1 (36 *runs* sur les 110). Ceci sera développé dans le paragraphe sur l'impact du nombre de FEM non-opérationnelles sur l'*acceptance* × efficacité (page 142).

La répartition de la luminosité en fonction des *runs* est illustrée par la Fig V.12.

Dispersion des corrections d'*acceptance* × efficacité

Sur la Fig V.13 est représentée la distribution des corrections $A_{\mathcal{E}_{J/\psi}}$ pour chaque bras muon. L'écart-type qui en est extrait est de $\sim 6\%$ ($\sim 11\%$) pour le bras Sud (Nord), ce qui est en assez bon accord avec le résultat de l'analyse préliminaire (8%).

La contribution des *runs* pris avec le MUIDLL1 4/5 est soulignée par la surface coloriée. Ainsi, les deux pics clairement séparés pour le bras Nord sont identifiables à deux populations distinctes, appartenant chacune à une période différente du MUIDLL1. La séparation de ces deux populations de *runs* est moins évidente pour le bras Sud. La différence de comportement constatée pour les deux bras est imputable au problème matériel rencontré lors de la prise de données dans le bras Nord pour le MUIDLL1 (cf. section V.3.2) : celui-ci a pour effet de pénaliser fortement l'efficacité du MUIDLL1 lorsque la condition de déclenchement est plus stricte, d'où une nette séparation des deux populations dans le bras Nord uniquement.

La moyenne de la distribution est également représentée, ainsi que la valeur d'*acceptance* × efficacité pour le *run* de référence. À nouveau, nous constatons que ce *run* représente effectivement bien l'ensemble des *runs* pour le bras Nord, alors qu'il n'en représente qu'une fraction relativement mineure pour le bras Sud. Ceci consti-

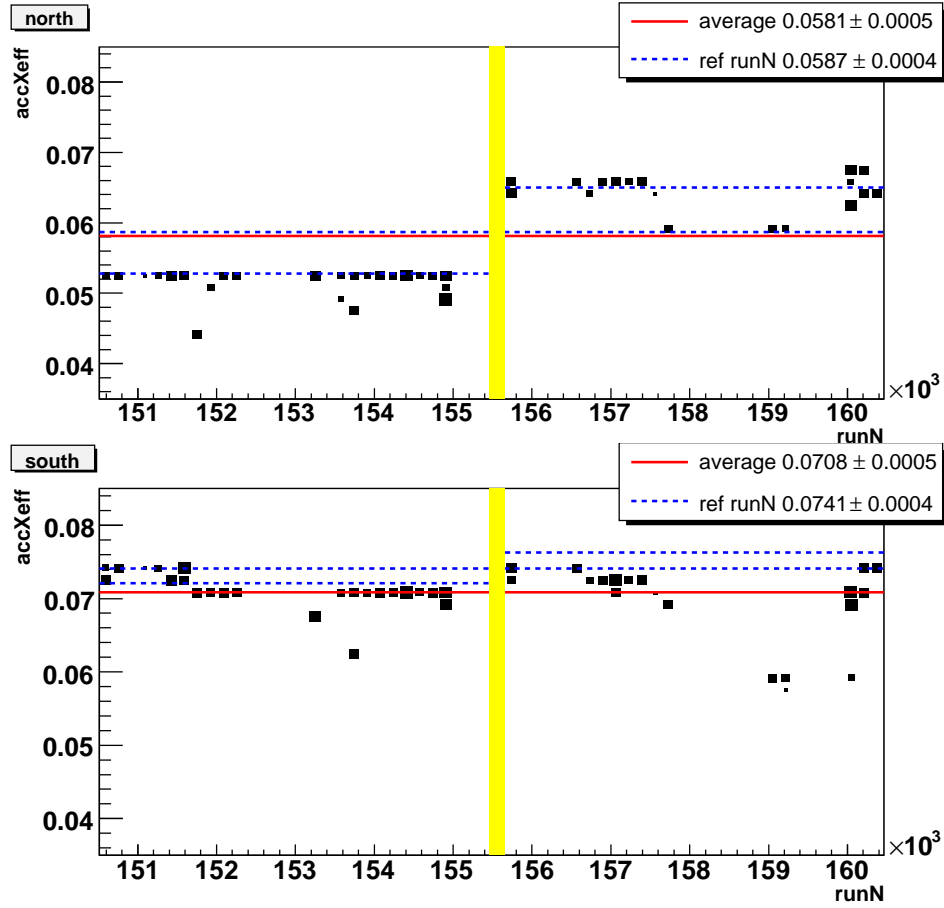


FIG. V.11: Corrections (prédites) d'*acceptance* × efficacité en fonction du numéro de (bon) *run*, pour le bras Nord (en haut) et le bras Sud (en bas). La taille des carrés est proportionnelle à la fraction de luminosité. La bande jaune verticale symbolise la période de transition entre les deux conditions requises pour déclencher le MUIDLL1, i.e. MUIDLL1 4/5 et MUIDLL1 3/5. La ligne rouge en trait continu correspond à la moyenne pondérée par la luminosité des corrections *run* par *run* d'*acceptance* × efficacité. Toutes les lignes bleues en trait discontinu représentent les valeurs (réelles) d'*acceptance* × efficacité pour le *run* de référence : une ligne pour chaque disposition du MUIDLL1, tracée uniquement pour la période de prise de données correspondante, et une ligne pour la moyenne sur les deux périodes de prise de données, tracée quant à elle sur la totalité de la période de prise de données. Cette valeur moyenne est reporté dans la légende.

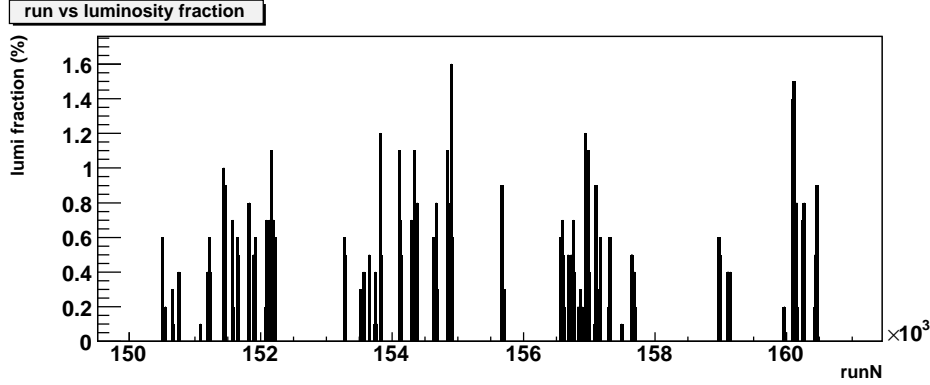


FIG. V.12: Fraction de luminosité en fonction du numéro de (bon) *run*. Pour chaque *run*, la fraction de luminosité est définie comme le rapport du nombre d'événements pris en coïncidence avec le BBCLL1 pour ce *run* sur le nombre total d'événements BBCLL1 intégrés sur tous les bons *runs*.

tue donc une raison supplémentaire d'adopter la valeur moyenne sur *tous* les *runs* au détriment d'une valeur unique de référence.

Impact sur l'*acceptance* × efficacité du nombre de modules électroniques d'acquisition non-opérationnels pour le MuTr

Nous avons vu dans les paragraphes précédents que les corrections $A_{J/\psi}$ présentent une dispersion significative sur l'ensemble de la période de prise de données. Parmi les éléments utilisés pour décrire la configuration du détecteur, lesquels sont majoritairement responsables de cette dispersion ? Procédons par élimination. Des études [122, 123] menées avec des J/ψ Monte Carlo « purs » (non-mélangés avec du bruit de fond issu de vraies données) ont déjà permis d'examiner l'effet dû à la variation de la configuration des hautes tensions pour le MuTr : dans l'intervalle en rapidité utilisé pour l'analyse i.e. $1, 2 < |y| < 2, 2$, la perte d'*acceptance* × efficacité est inférieure à 2% lorsqu'on passe d'un détecteur parfait (toutes anodes sous tension) à un détecteur avec une liste d'anodes éteintes typique¹⁰ de la situation rencontrée pour une prise de données réelle (51 anodes éteintes pour le bras Sud, 53 dans le bras Nord pour le Run 4 Au + Au). Pour le Run 5 Cu + Cu, la configuration en terme d'anodes éteintes était quasiment figée (cf. section IV.1.4, page 100). Si nous citons le bras Nord en exemple, nous avons entre 56 et 58 anodes éteintes pour l'ensemble des bons runs : 56 anodes (parfaitement identifiées) sont éteintes de manière permanente ; l'identité des anodes restantes incriminées varie dans un ensemble de deux anodes (N1816 et N2410). Si, pour chaque *run*, nous faisons uniquement varier la

¹⁰Rappelons que la grande majorité de ces anodes (48 anodes éteintes par bras) sont les anodes de la station 1 du MuTr les plus proches du tube à vide du faisceau. Éteindre ces anodes n'a aucune incidence sur le bras Sud car elles couvrent la région obstruée par le piston de l'aimant. La chute d'*acceptance* dans le bras Nord est principalement observée pour $2, 2 < y < 2, 4$, donc au-delà de l'intervalle utilisé pour l'analyse.

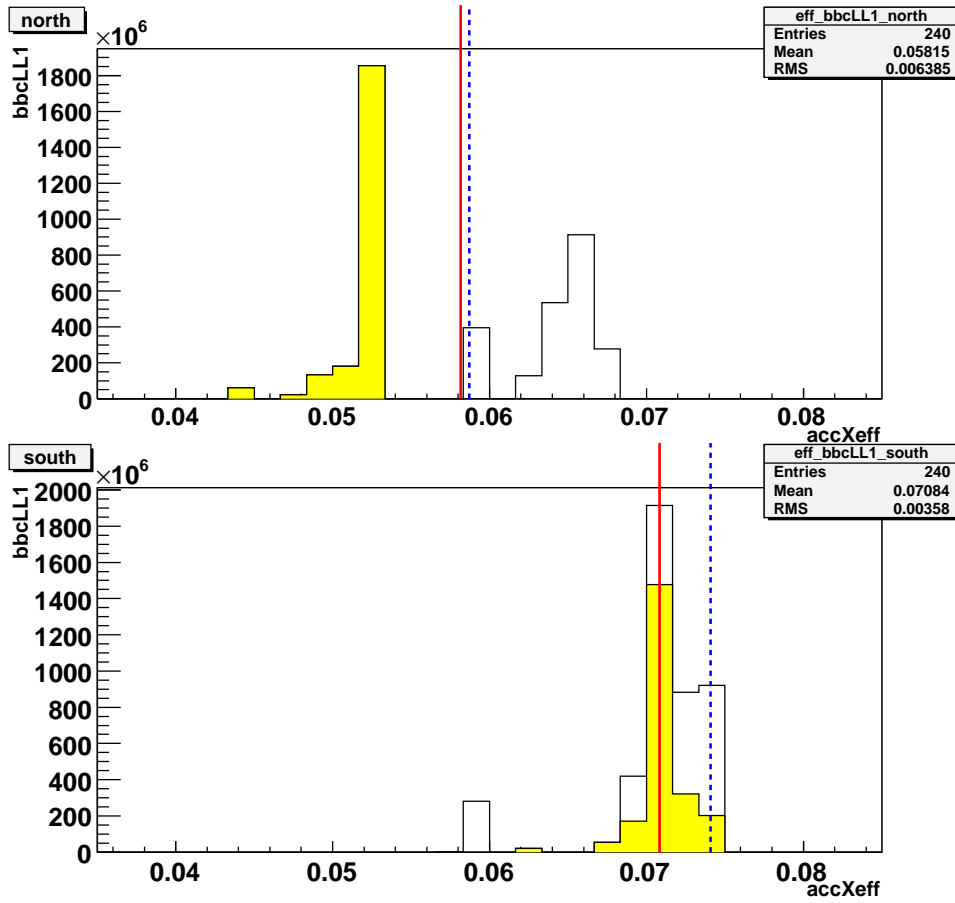


FIG. V.13: Distribution des corrections d'acceptance × efficacité sur l'ensemble des bons runs, pour le bras Nord (en haut) et le bras Sud (en bas). Le nombre d'événements pris en coïncidence avec le BBCLL1 (lequel est proportionnel à la luminosité) est mis en ordonnée. La ligne rouge en trait continu représente la moyenne pondérée par la luminosité des corrections *run par run* d'acceptance × efficacité. La ligne bleue en trait discontinu indique les corrections d'acceptance × efficacité pour le *run* de référence (seule la moyenne sur les deux périodes de prise de données, chacune avec une disposition différente du MUIDLL1, est représentée ici). La surface coloriée en jaune correspond aux événements pris avec le MUIDLL1 4/5.

configuration des hautes tensions pour le MuTr (mais en utilisant cette fois des J/ψ Monte Carlo insérés dans de vraies données), il ne se produit pas de changement significatif pour l'acceptance × efficacité. Il nous reste donc deux éléments à prendre en compte : le nombre (et l'identité) des FEM non-opérationnelles du MuTr et les gains/piédestaux des ADC du MuTr. Nous avons représenté sur les Fig V.14 et V.15 la dépendance *run par run* de l'acceptance × efficacité en fonction du nombre de FEMs non-opérationnelles pour le MuTr, en prenant soin de séparer la période 3/5 de la période 4/5 du MUIDLL1. Cette dépendance est loin d'être bijective. Mais si nous

considérons la valeur centrale de l'*acceptance* × efficacité pour chaque partition en nombre de FEM non-opérationnelles, alors celle-ci tend à diminuer avec l'augmentation du nombre de FEMs non-opérationnelles. Cette tendance est particulièrement nette pour le MUIDLL1 3/5. Concentrons-nous à présent sur un nombre donné de FEM non-opérationnelles, par exemple **zéro** dans le bras Nord. Cet exemple n'est pas anodin : dans ce cas précis, nous sommes certains que ce n'est pas la variation d'identité des FEM non-opérationnelles qui est à l'origine de la dispersion des valeurs d'*acceptance* × efficacité pour ce nombre donné de FEM non-opérationnelles. De fait, pour zéro FEM inactive dans le bras Nord, nous constatons bien une variation importante de l'*acceptance* × efficacité. Par élimination, nous concluons donc que cette variation est due aux gains et piédestaux obtenus par calibration quotidienne du MuTr. Notons que cet effet n'est probablement pas à imputer à une configuration du MuID qui varierait au fur et à mesure des *runs*, et ceci pour deux raisons : d'une part, nous utilisons un seul et unique ensemble de fichiers (un pour chaque bras) pour décrire les efficacités des tubes du MuID lors de la simulation ; d'autre part, il n'y a pas de calibration quotidienne équivalente pour le MuID.

Dans les autres cas où au moins une FEM n'est pas opérationnelle, l'identité de celle(s)-ci pouvant varier, la dispersion de l'*acceptance* × efficacité tient aussi de cette variation.

Les figures V.14 et V.15 nous permettent également de vérifier dans quelle mesure le *run* de référence est représentatif de la période de prise de données en terme de nombre de FEM non-opérationnelles. Rappelons que ce *run* en compte deux dans le bras Sud et aucune dans le bras Nord. Nous constatons sur ces figures que la majorité de la luminosité est obtenue avec cette configuration des deux bras du MuTr pour la période MUIDLL1 4/5 et avec cette configuration du bras Nord pour la période 3/5. Mais ce n'est pas le cas pour le bras Sud durant la période 3/5 (les classes comptant plus de deux FEM non-opérationnelles sont plus peuplées). Ceci explique donc pourquoi :

- le *run* de référence est effectivement une bonne référence pour la période 4/5 d'une part, et pour le bras Nord durant la période 3/5 d'autre part ;
- ce *run* ne constitue pas une bonne référence pour le bras Sud durant la période 3/5.

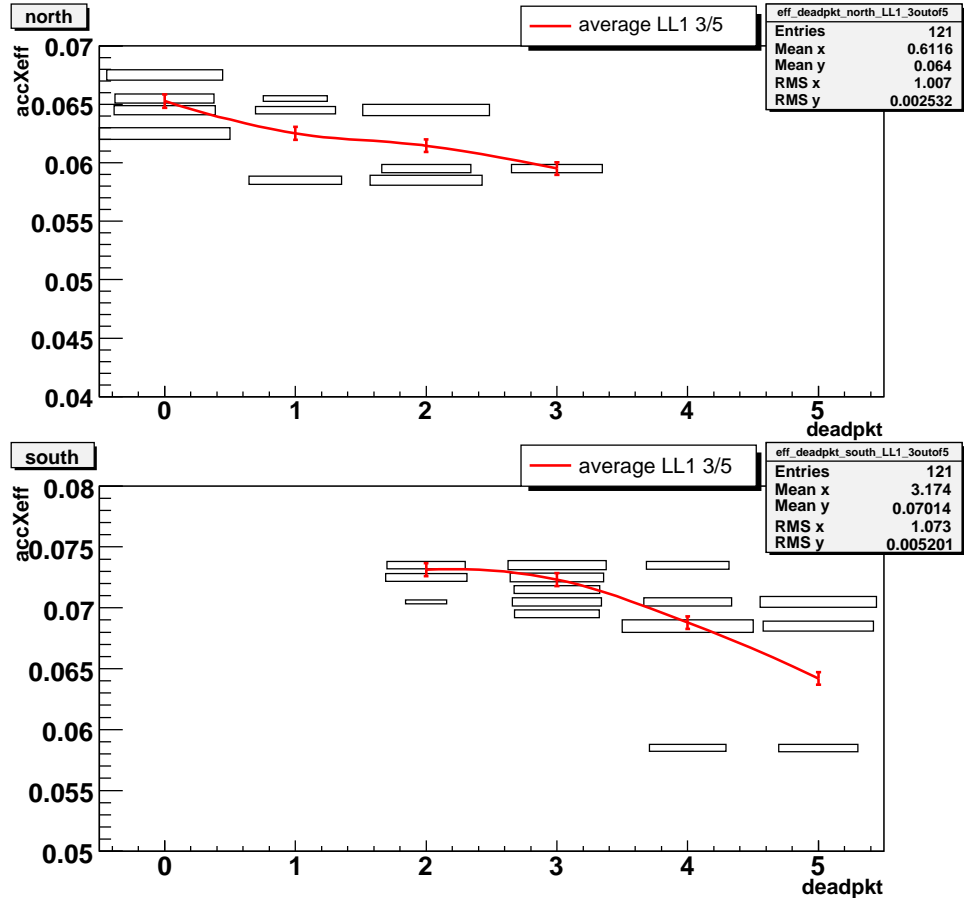


FIG. V.14: Corrections d'acceptance × efficacité sur l'ensemble de la période MUIDLL1 3/5 en fonction du nombre de modules électroniques d'acquisition non-opérationnels du MuTr, pour le bras Nord (en haut) et le bras Sud (en bas). La taille des rectangles est proportionnelle à la fraction de luminosité. La ligne rouge représente la moyenne pondérée par la luminosité des corrections d'acceptance × efficacité pour chaque partition en nombre de modules défaillants.

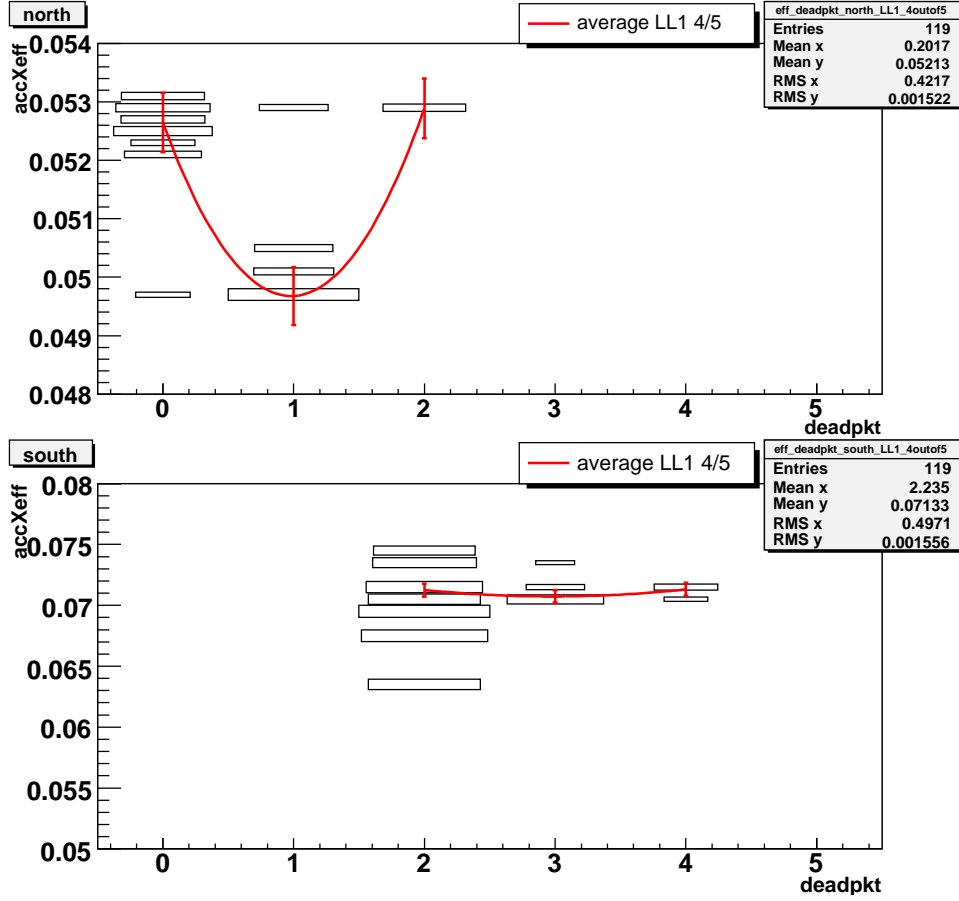


FIG. V.15: Corrections d'*acceptance* × efficacité sur l'ensemble de la période MUIDLL1 4/5 en fonction du nombre de modules électroniques d'acquisition non-opérationnels du MuTr, pour le bras Nord (en haut) et le bras Sud (en bas). La taille des rectangles est proportionnelle à la fraction de luminosité. La ligne rouge représente la moyenne pondérée par la luminosité des corrections d'*acceptance* × efficacité pour chaque partition en nombre de modules défaillants. Notons qu'il n'existe qu'un seul *run* pour lequel il existe deux FEM non-opérationnelles dans le bras Nord. Aussi n'est-il pas possible de tirer de conclusion sur la « remontée » de la valeur moyenne de l'*acceptance* × efficacité lorsque nous passons de une à deux FEM non-opérationnelles dans le bras Nord.

V.4.5 Erreur systématique liée à la méthode

L'erreur systématique liée à la méthode est obtenue en comparant les valeurs prédite et réelle de l'*acceptance*×*efficacité* : la Fig. V.16 montre, pour chaque bras muon, la distribution du rapport $A\varepsilon_{réelle}/A\varepsilon_{prédite}$ sur un échantillon de 33 *runs* équitablement répartis sur l'ensemble de la période de prise de données. La distribution peut être remarquablement bien ajustée avec une gaussienne, centrée autour de l'unité. L'écart-type de la distribution tout comme la largeur de la gaussienne peuvent être choisis comme estimateurs de l'erreur systématique : celle-ci est **inférieure à 2%** et s'avère substantiellement plus faible que la largeur de la distribution *run* par *run* de l'*acceptance* × *efficacité* (de l'ordre de 8%). **Ainsi que nous l'avons anticipé, cette méthode permet donc de gagner en précision.**

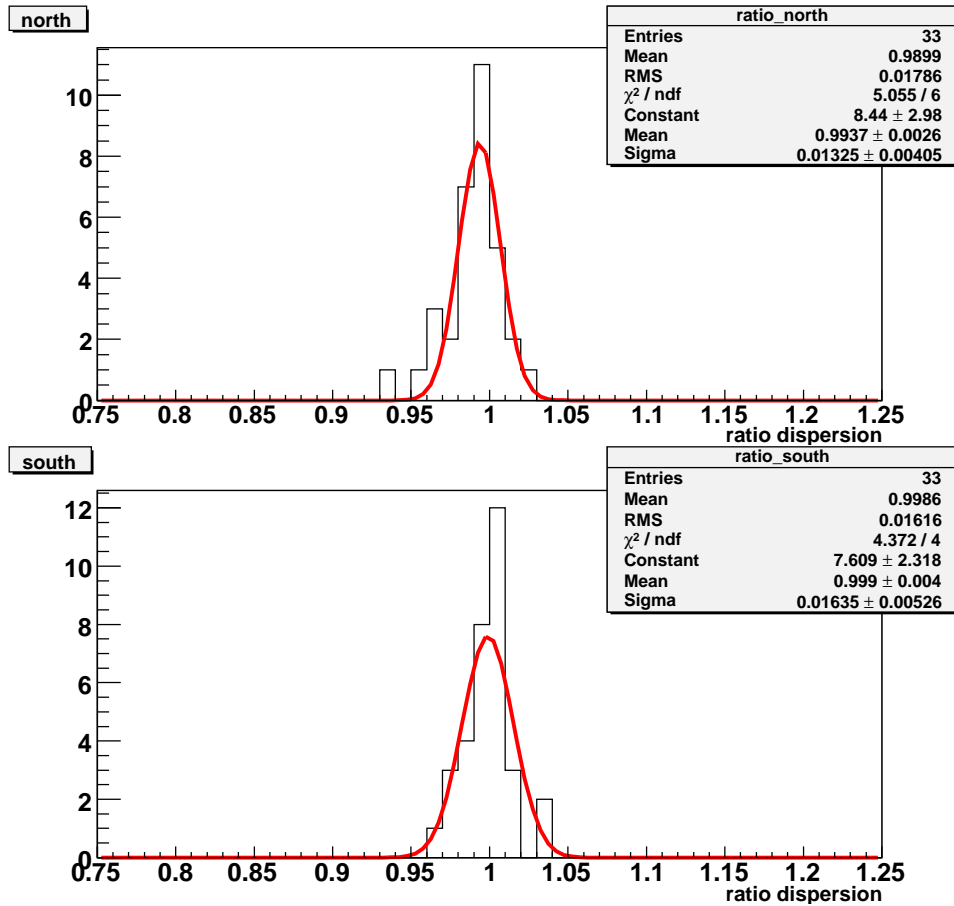


FIG. V.16: Dispersion du rapport $A\varepsilon_{réelle}/A\varepsilon_{prédite}$ sur un échantillon de 33 *runs* équitablement répartis sur l'ensemble de la période de prise de données pour le bras Nord (en haut) et le bras Sud (en bas). La dispersion est compatible avec un ajustement gaussien.

L'erreur systématique que nous évaluons ainsi peut avoir deux origines phy-

siques. Toutes deux sont liées au fait que les données réelles utilisées comme bruit de fond sont issues de différents *runs* pour obtenir $A\varepsilon_{réelle}$, alors que nous utilisons toujours le même *run* pour évaluer $A\varepsilon_{prédite}$. Les deux sources d'erreur systématique liée à cette méthode sont :

1. la variation de la multiplicité vue dans les bras muons au cours de la prise de données ;
2. la variation *run* par *run* de la distribution de la position z_{vtx} du vertex.

Nous avons vu précédemment que la première est assez faible, tandis que la seconde est importante. Cette erreur systématique est donc redondante avec l'erreur due à variation de la distribution du z_{vtx} . Comme il est difficile de séparer explicitement cette contribution, nous garderons par la suite une seule et même valeur de l'erreur systématique pour couvrir l'erreur liée à notre méthode et celle due à la variation de la distribution du z_{vtx} . Notons que cette dernière a été estimée indépendamment dans une précédente étude [123] et qu'elle est inférieure à 2%.

V.4.6 Résultats : dépendance en centralité, p_T et rapidité

Dépendance en centralité

Nous avons reporté dans le tableau V.2 la moyenne pondérée sur l'ensemble de la période de prise de données des corrections $A\varepsilon_{J/\psi}$ en fonction de la centralité (en considérant tout l'intervalle en rapidité et en p_T). Les corrections d'*acceptance* × efficacité vont en décroissant lorsque la centralité diminue, i.e lorsque la multiplicité des événements augmente : l'algorithme de reconstruction est de moins en moins efficace lorsque le nombre de traces par événement augmente. La multiplicité des événements obtenus lors de collisions Cu + Cu correspond à celles des événements Au + Au les plus périphériques, i.e. de centralité supérieure à environ 37%. En conséquence, la perte d'efficacité entre la classe d'événements la plus périphérique et la plus centrale est moins importante en Cu + Cu (−18 à −25 %) qu'en Au + Au (−56 à −76 %) [117].

La contrepartie graphique est la Fig V.17 où nous mettons en évidence $A\varepsilon_{J/\psi}$ pour le *run* de référence et la valeur moyenne sur l'ensemble des *runs*. Cette figure permet de constater de visu que l'erreur statistique sur la valeur moyenne de $A\varepsilon_{J/\psi}$ est tout-à-fait comparable à l'erreur statistique obtenue pour le *run* de référence, et ce puisque la statistique utilisée pour la simulation n'a été amputée que d'une moitié. Quantitativement, pour les huit tranches en centralité, l'erreur statistique relative sur $A\varepsilon_{J/\psi}$ s'élève à moins de 2% pour le *run* de référence, et atteint ~ 3% pour la moyenne sur tous les *runs*.

centralité	bras Sud	bras Nord
[0, 10]	0.0624 ± 0.0015	0.0475 ± 0.0015
[10, 20]	0.0642 ± 0.0015	0.0528 ± 0.0015
[20, 30]	0.0689 ± 0.0016	0.0586 ± 0.0016
[30, 40]	0.0695 ± 0.0016	0.0569 ± 0.0016
[40, 50]	0.0746 ± 0.0016	0.0595 ± 0.0016
[50, 60]	0.0734 ± 0.0016	0.0595 ± 0.0017
[60, 70]	0.0717 ± 0.0016	0.0620 ± 0.0017
[70, 94]	0.0761 ± 0.0011	0.0629 ± 0.0011

TAB. V.2: Corrections d'*acceptance* \times efficacité moyennées sur tous les bons *runs* en fonction de la centralité (huit tranches en centralité, rangées de la tranche la plus centrale 0–10% à la plus périphérique 70–94%). Erreurs statistiques uniquement.

C'est ici que devient évident l'intérêt d'utiliser la moyenne sur tous les *runs* en lieu et place de l'*acceptance* \times efficacité obtenue pour le *run* de référence :

Si nous devons adopter la valeur de référence, nous devons sommer quadratiquement 2% d'erreur statistique à 8% d'erreur systématique associée à la dispersion de $A\varepsilon_{J/\psi}$ et à 2% d'erreur systématique associée à la variation de la distribution de la position z_{vtx} du vertex pour obtenir l'erreur totale. En revanche, lorsque nous considérons la moyenne sur tous les *runs* de $A\varepsilon_{J/\psi}$, nous mesurons réellement l'*acceptance* \times efficacité sur l'ensemble de la prise de données. Il n'y a donc plus lieu d'y adjoindre l'erreur systématique due à la dispersion. Celle-ci est remplacée par l'erreur systématique substantiellement plus faible liée à notre méthode ($\sim 2\%$), qui mesure en fait la variation *run* par *run* de la distribution de la position z_{vtx} du vertex. Dans ce cas, l'erreur totale se réduit à l'erreur statistique de 3% sommée quadratiquement avec l'erreur systématique de 2%. La contribution des autres types d'erreurs systématiques sera examinée dans la section [V.5](#).

Dépendance en p_T

De même mettons-nous en évidence sur la Fig [V.18](#), parmi tous les *runs*, la dépendance en p_T de l'*acceptance* \times efficacité moyennée sur tous les *runs* et celle du *run* de référence. Là encore, nous pouvons comparer leurs erreurs statistiques relatives. Pour les trois premières tranches en p_T , elles sont très voisines (moins de 2% pour le *run* de référence, $\sim 2\%$ pour la moyenne sur tous les *runs*). Pour les deux dernières tranches en p_T , à la fois pour le *run* de référence et pour l'étude *run* par *run*, nous avons dû recourir à un lot additionnel de J/ψ Monte Carlo de $p_T > 2.5$ GeV/ c pour pallier au manque de statistique pour cette région en p_T dans le lot de base. Nous retrouvons des erreurs statistiques relatives pour les corrections d'*acceptance* \times efficacité moyennées sur tous les *runs* raisonnablement proches de celles obtenues pour le *run* de référence (moins de 4% pour le *run* de référence, $\sim 4\%$ pour la moyenne sur tous les *runs*).

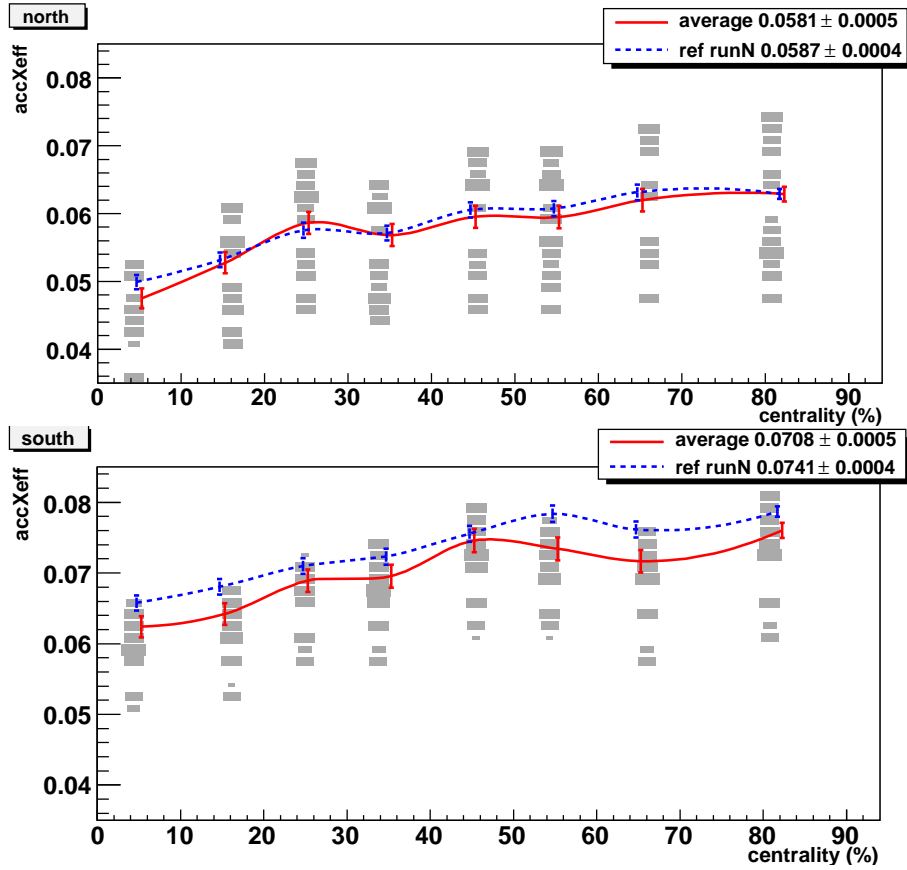


FIG. V.17: Corrections d'*acceptance* × efficacité sur l'ensemble des bons *runs* en fonction de la centralité (huit tranches en centralité), pour le bras Nord (en haut) et le bras Sud (en bas). La taille des rectangles est proportionnelle à la fraction de luminosité. La ligne rouge en trait continu représente la moyenne pondérée par la luminosité des corrections *run* par *run* d'*acceptance* × efficacité. La ligne bleue en trait discontinu indique les corrections d'*acceptance* × efficacité pour le *run* de référence (seule la moyenne sur les deux périodes de prise de données, chacune avec une disposition différente du MUIDLL1, est représentée ici).

De même pouvons-nous commenter la dépendance en p_T par tranche de centralité (cf. Fig V.19), où ce lot additionnel est particulièrement crucial et permet de réduire d'un facteur ~ 3 les erreurs statistiques sur $A\varepsilon_{J/\psi}$ pour la région $p_T > 3$ GeV/ c .

Les valeurs tabulées correspondantes des corrections d'*acceptance* × efficacité moyennées sur tous les *runs* sont reportées dans l'appendice C.

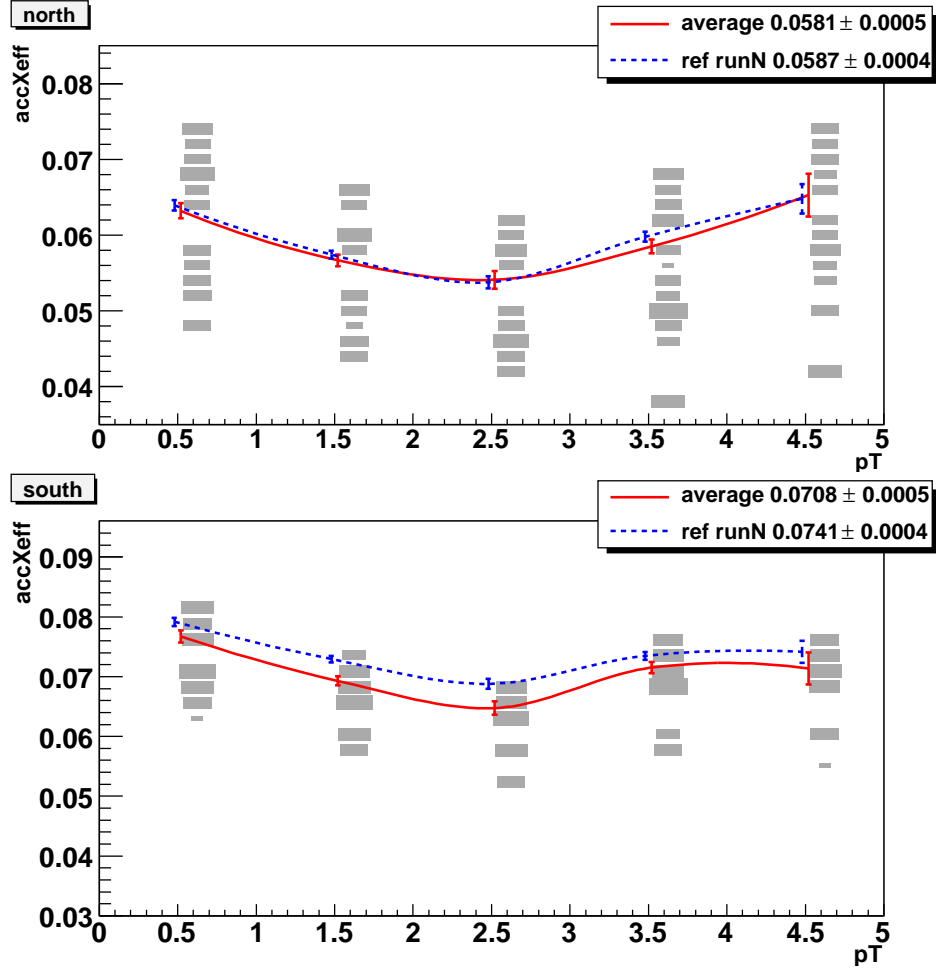


FIG. V.18: Corrections d'*acceptance* × efficacité sur l'ensemble des bons *runs* en fonction de l'impulsion transverse (cinq tranches en p_T), pour le bras Nord (en haut) et le bras Sud (en bas). La taille des rectangles est proportionnelle à la fraction de luminosité. La ligne rouge en trait continu représente la moyenne pondérée par la luminosité des corrections *run* par *run* d'*acceptance* × efficacité. La ligne bleue en trait discontinu indique les corrections d'*acceptance* × efficacité pour le *run* de référence (seule la moyenne sur les deux périodes de prise de données, chacune avec une disposition différente du MUIDLL1, est représentée ici).

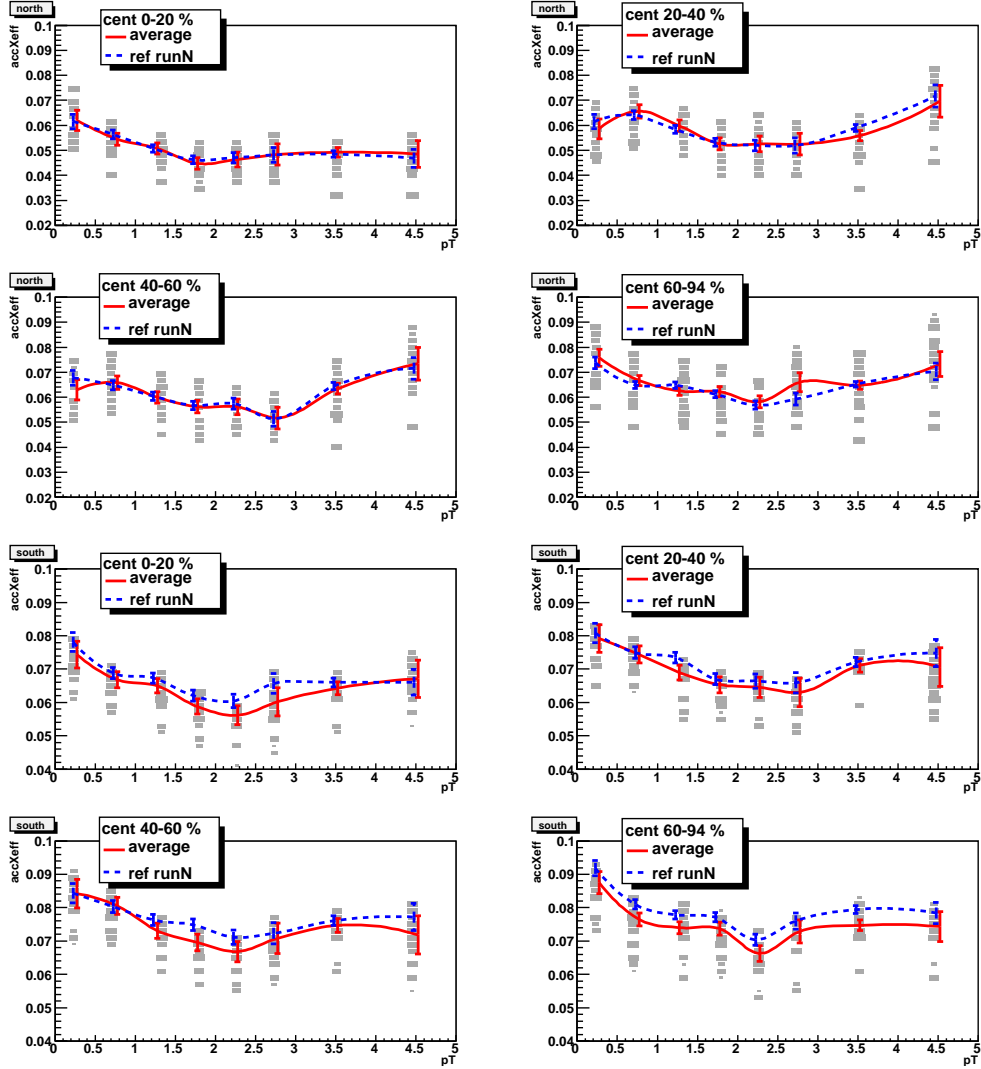


FIG. V.19: Corrections d'*acceptance* × efficacité sur l'ensemble des bons *runs* en fonction de l'impulsion transverse (huit partitions en p_T) pour quatre tranches en centralité, pour le bras Nord (quatre premiers cadres du haut) et le bras Sud (quatre derniers cadres du bas). La taille des rectangles est proportionnelle à la fraction de luminosité. La ligne rouge en trait continu représente la moyenne pondérée par la luminosité des corrections *run* par *run* d'*acceptance* × efficacité. La ligne bleue en trait discontinu indique les corrections d'*acceptance* × efficacité pour le *run* de référence (seule la moyenne sur les deux périodes de prise de données, chacune avec une disposition différente du MUIDLL1, est représentée ici).

Dépendance en rapidité

La Fig V.20 représente la dépendance en rapidité des corrections d'acceptance×efficacité *run* par *run*, alors que la Fig V.21 montre cette dépendance pour différentes tranches en centralité (les valeurs tabulées correspondantes sont reportées dans l'appendice C). Remarquons à chaque fois l'asymétrie de la forme en rapidité pour le bras Sud. Une hypothèse à explorer pour expliquer cette asymétrie serait l'existence d'au moins deux FEM non-opérationnelles dans le bras Sud, alors que la configuration dominante dans le bras Nord est de zéro FEM non-opérationnelle. La localisation des canaux non-lus par ces FEM dans le bras Sud pourrait bien conduire à une perte d'acceptance asymétrique.

Là encore, nous mettons l'accent sur la moyenne sur tous les *runs* ainsi que sur le *run* de référence. Comme précédemment, l'erreur statistique est similaire dans les deux cas. Pour les seules tranches en rapidité, l'erreur statistique relative pour le *run* de référence ($< 2\%$) est proche de celle relevée pour l'acceptance×efficacité moyenne ($< 3\%$). Pour les tranches en rapidité et en centralité, la conclusion est la même : l'erreur statistique relative est de $2 - 4\%$ pour le *run* de référence, à comparer à $3 - 5\%$ pour l'acceptance × efficacité moyenne.

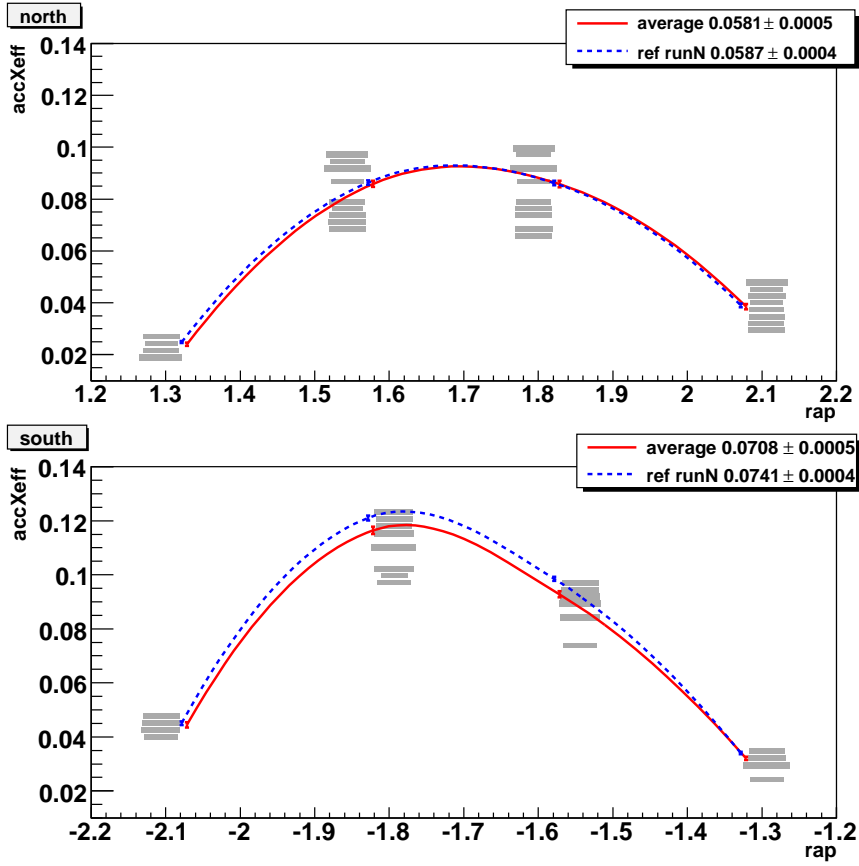


FIG. V.20: Corrections d'*acceptance* × efficacité sur l'ensemble des bons *runs* en fonction de la rapidité (quatre tranches en rapidité), pour le bras Nord (en haut) et le bras Sud (en bas). La taille des rectangles est proportionnelle à la fraction de luminosité. La ligne rouge en trait continu représente la moyenne pondérée par la luminosité des corrections *run* par *run* d'*acceptance* × efficacité. La ligne bleue en trait discontinu indique les corrections d'*acceptance* × efficacité pour le *run* de référence (seule la moyenne sur les deux périodes de prise de données, chacune avec une disposition différente du MUIDLL1, est représentée ici).

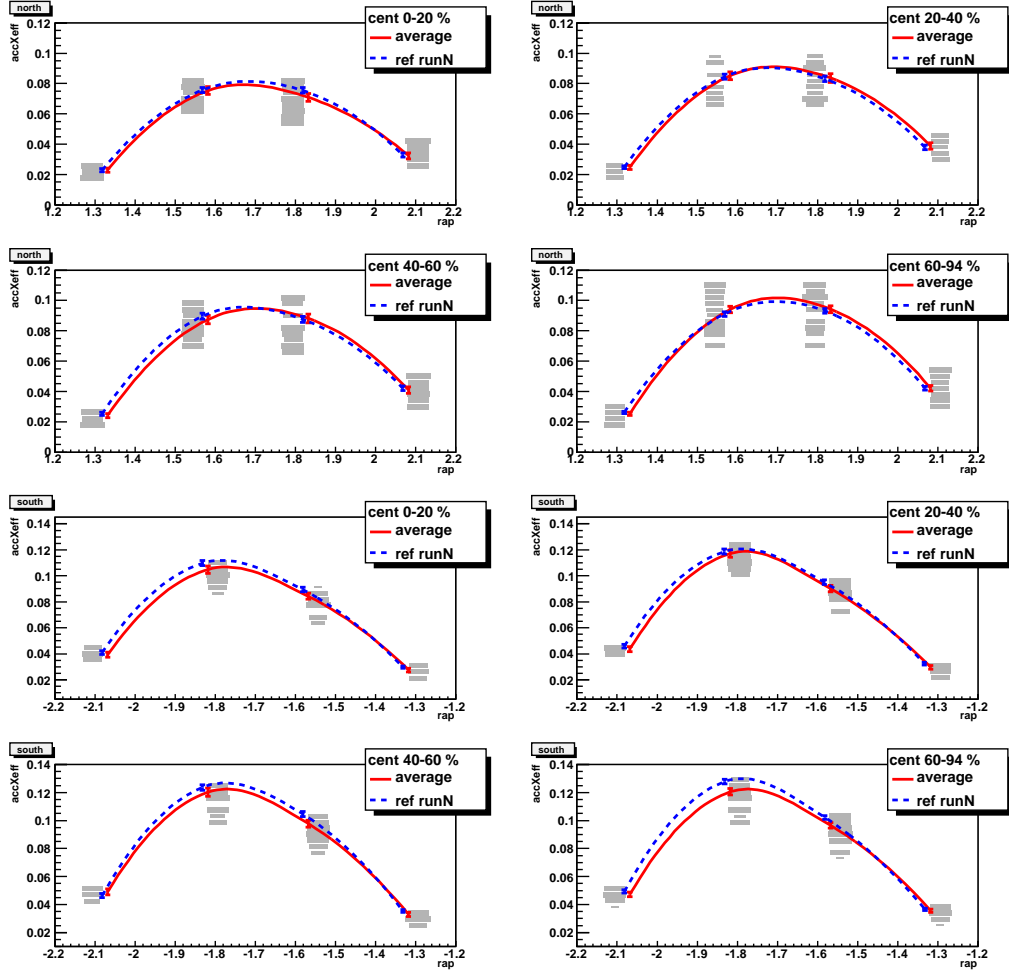


FIG. V.21: Corrections d'acceptance \times efficacité sur l'ensemble des bons runs en fonction de la rapidité (4 partitions en rapidité) pour 4 tranches en centralité, pour le bras Nord (4 premiers cadres du haut) et le bras Sud (4 derniers cadres du bas). La taille des rectangles est proportionnelle à la fraction de luminosité. La ligne rouge en trait continu représente la moyenne pondérée par la luminosité des corrections *run par run* d'acceptance \times efficacité. La ligne bleue en trait discontinu indique les corrections d'acceptance \times efficacité pour le *run* de référence (seule la moyenne sur les deux périodes de prise de données, chacune avec une disposition différente du MUIDLL1, est représentée ici).

V.5 Sources d'erreurs systématiques

Dans cette section, nous passons en revue les sources d'erreurs systématiques identifiées pour les corrections d'*acceptance* × efficacité. Ces erreurs reflètent les limites de notre connaissance sur les paramètres en entrée du Monte Carlo ou la concordance de la simulation avec la réalité (notamment sur la réponse du détecteur).

Les corrections d'*acceptance* × efficacité sont évaluées à partir du nombre de J/ψ Monte Carlo qui ont franchi avec succès toutes les étapes suivies par les données réelles, et ce en fonction de différentes variables (la centralité, la rapidité ou l'impulsion transverse). Chacune des erreurs répertoriées ci-après est considérée comme affectant de manière **corrélée** les valeurs ainsi obtenues du nombre de J/ψ Monte Carlo ; autrement dit, les points du graphe constitué par les corrections $A\epsilon_{J/\psi}$ en fonction d'une de ces variables peuvent « bouger » dans ces barres d'erreurs mais de manière corrélée les uns par rapport aux autres. Un exemple typique est l'erreur systématique due à notre connaissance imparfaite de l'efficacité des bi-packs du MuID. Lorsque celle-ci diminue, nous reconstruisons forcément un nombre réduit de J/ψ Monte Carlo (c'est là qu'est la corrélation), mais le pourcentage de réduction ne sera pas le même pour tous les points en fonction, par exemple, de la centralité (tout ce qu'on peut dire c'est que cette réduction n'ira pas au-delà de l'erreur relative) : l'impact de la diminution de l'efficacité des bi-packs du MuID sur le pourcentage de J/ψ reconstruits peut être variable selon la centralité de l'événement réel auquel appartient ce J/ψ , en raison de la variabilité du nombre de traces par événement en fonction de la centralité.

Erreur systématique due au choix des distributions cinématiques des J/ψ Monte Carlo au niveau du générateur d'événements. – Au niveau de PYTHIA, en choisissant la paramétrisation des fonctions de distribution des partons, nous avons choisi *de facto* la distribution en rapidité et en impulsion transverse des J/ψ qui ont été engendrés. Différentes fonctions de distribution des partons mènent à des différences notables sur la distribution en rapidité des J/ψ . Nombre d'entre elles restent compatibles avec les derniers résultats obtenus en mesurant le taux de production de J/ψ en fonction de la rapidité (cf. Fig V.22) lors du *Run 5* p + p [73]. Aussi faut-il tenir compte des différentes possibilités offertes en terme de distribution en rapidité et de leur effet sur les corrections d'*acceptance* × efficacité en y associant une erreur systématique. De même faut-il tenir compte de l'impact de la forme de distribution en impulsion transverse. Différentes distributions correspondant à diverses valeurs moyennes du carré de l'impulsion transverse $\langle p_T^2 \rangle$ ont été utilisées (l'intervalle choisi va de $\langle p_T^2 \rangle = 3, 17 \text{ GeV}/c$ mesuré dans les collisions p + p du *Run 3* jusqu'à une valeur extrême de $12 \text{ GeV}/c$, bien au-delà des valeurs mesurées dans les collisions Au + Au).

L'erreur systématique associée a été estimée dans une précédente étude [122, 123]. Elle est évaluée en variant (indépendamment) la forme des distributions en rapidité et en impulsion transverse des J/ψ Monte Carlo et en recalculant l'*acceptance* × efficacité pondérée par cette nouvelle distribution (restreinte à $1, 2 < |y| < 2, 2$ dans

le cas de la rapidité) :

$$A\varepsilon' = \frac{\sum_i A\varepsilon_i f_i}{\sum_i f_i} \quad (\text{V.1})$$

où $A\varepsilon_i$ est la correction d'acceptance \times efficacité dans un bin i donné et f_i la valeur de la distribution au centre de ce bin. La différence relative entre la nouvelle valeur $A\varepsilon'$ et notre valeur de référence est adoptée comme erreur systématique. La somme quadratique des deux erreurs (une pour chaque distribution cinématique, i.e. la rapidité et l'impulsion transverse) est inférieure à 3%.

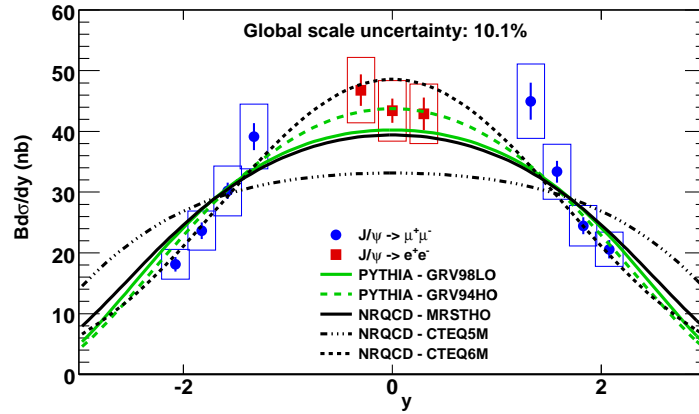


FIG. V.22: Distributions en rapidité possibles des J/ψ Monte Carlo selon la distribution de partons choisie au niveau de PYTHIA. Ces distributions (représentées par les différentes courbes) sont comparées aux derniers résultats de PHENIX obtenus lors des collisions p + p du Run 5 (représentés par des points et extraits de [73]).

Erreur systématique due au choix de la distribution du z_{vtx} des J/ψ Monte Carlo. –

Comme nous l'avons vu précédemment au paragraphe V.4.5, cette erreur est de l'ordre de 2% et provient du fait que la distribution *run* par *run* du z_{vtx} varie par rapport à la distribution que nous avons choisie (celle du *run* de référence).

Erreur systématique liée à l'efficacité globale du MuTx –

Les paquets de données numérisées en provenance de FEM dont les canaux sont incorrectement calibrés (en raison d'un piédestal fluctuant) sont corrompus. Cet effet n'a pas été pris en compte dans les simulations réalisées car le nombre de paquets ainsi incriminés est faible pour les bons *runs*. Par précaution, une précédente étude [124] a été réalisée pour mesurer leur effet : d'une part, les corrections d'acceptance \times efficacité ont été évaluées dans le cas où les J/ψ Monte Carlo ont été enchâssés dans des données réelles issues de *runs* pourvus de paquets corrompus ; d'autre part, plusieurs paquets ont volontairement et artificiellement été corrompus pour des J/ψ Monte Carlo insérés dans ces mêmes données. L'effet constaté est de l'ordre de 2%.

Erreur systématique liée à l'efficacité des bi-packs du MuID. – L'efficacité des bi-packs moyennée sur toute la prise de données n'est connue qu'à 1% près. Cette erreur, propagée jusqu'aux corrections d'*acceptance* × efficacité, est de l'ordre de 2%.

Erreur systématique due à la technique d'*embedding*. – Cette erreur est évaluée en comparant les corrections d'*acceptance* × efficacité obtenues suivant deux procédures différentes :

- les corrections $A\epsilon_{J/\psi}$ ordinairement obtenues en insérant des J/ψ Monte Carlo dans des données réelles Au + Au ;
- les corrections $A\epsilon_{J/\psi}$ obtenues en insérant des événements « en or », i.e. contenant un candidat J/ψ , issus de données p + p dans les mêmes événements Au + Au (un candidat J/ψ consiste en une paire de muons de signes opposés et de masse invariante entre 2 et 4 GeV/ c^2).

Ceci permet de tester la sensibilité de la technique d'*embedding* aux différences existant entre le Monte Carlo et les données réelles. Dans la région périphérique (centralité > 37%) qui correspond aux collisions Cu + Cu, l'erreur ainsi évaluée est négligeable (cf. Fig V.23).

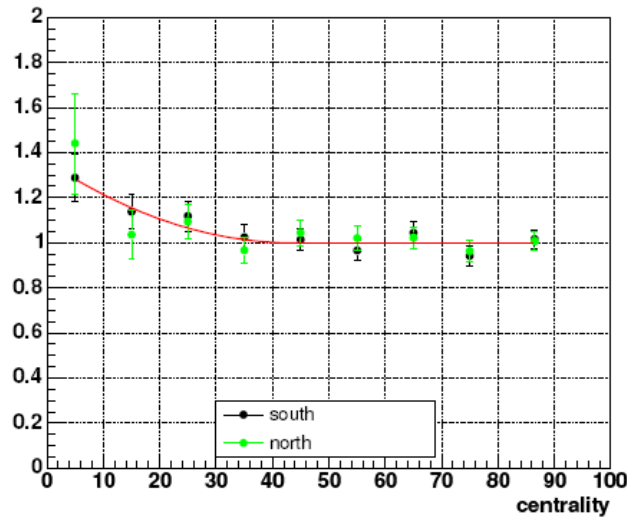


FIG. V.23: Rapport entre les corrections d'*acceptance* × efficacité obtenues selon que des J/ψ Monte Carlo ou des événements p + p en or sont insérés dans des données réelles Au + Au. Cette étude a été réalisée pour le Run 4 Au + Au [117].

Erreur systématique sur l'*acceptance* du MuTr. – Cette étude a été réalisée à partir des données du Run 5 p + p. L'erreur systématique sur l'*acceptance* du MuTr est obtenue en comparant les distributions, selon l'angle azimutal, des traces dans les différentes segmentations du MuTr dans le cas de muons issus de J/ψ Monte Carlo et dans le cas de données réelles. Cette erreur est de l'ordre de 10%. C'est l'erreur

systématique dominante sur les corrections d'*acceptance* \times efficacité. Elle permet de quantifier le niveau d'imperfection de la simulation. Dans ce pourcentage d'erreur sont prises en compte, par exemple, la connaissance limitée de la carte du champ magnétique dans les détecteurs, ou l'impact de pistes de cathodes « rayées » sur l'efficacité de MuTr. Il s'agit d'une erreur systématique commune à toutes les analyses sur la production du $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (p + p, Cu + Cu, Au + Au).

Récapitulation des erreurs systématiques sur les corrections d'*acceptance* \times efficacité. – Le tableau V.3 résume l'ensemble de ces sources d'erreurs systématiques ainsi que leurs valeurs respectives.

source et description	valeur
sensibilité de $A\varepsilon$ au choix de la forme des distributions cinématiques des J/ψ Monte-Carlo générés par PYTHIA	3%
sensibilité de $A\varepsilon$ à la variation de la distribution en z_{vtx} des J/ψ Monte-Carlo méthode pour évaluer la valeur moyenne de $A\varepsilon$ sur l'ensemble du <i>Run</i> Cu + Cu	2%
impact sur $A\varepsilon$ de l'incertitude sur la valeur de l'efficacité individuelle des bi-packs du MuID	2%
impact sur $A\varepsilon$ de l'incertitude sur l'efficacité globale du MuTr (liée à l'existence de canaux mal calibrés et non pris en compte dans la simulation)	2%
technique d' <i>embedding</i>	negligeable pour Cu + Cu
erreur sur l' <i>acceptance</i> du MuTr	10%
total (somme quadratique)	11%

TAB. V.3: Tableau récapitulatif des sources d'erreurs systématiques sur l'évaluation des facteurs de correction d'*acceptance* \times efficacité. Toutes les erreurs reportées affectent de manière corrélée le nombre de J/ψ obtenu dans les collisions Cu + Cu après correction par ces facteurs.

V.6 Conclusion

Pour remonter au nombre de J/ψ produits, une évaluation rigoureuse des corrections d'*acceptance* \times efficacité est nécessaire. Nous avons développé, testé et va-

lidé une nouvelle méthode permettant de connaître la valeur de ces corrections sur l'ensemble de la période de prise de données. Un progrès substantiel en terme de diminution de l'erreur systématique est réalisé grâce à cette nouvelle méthode. Ces corrections d'*acceptance* \times efficacité sont utilisées pour obtenir les résultats finals sur le taux de production du J/ψ lors des collisions Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

VI

Résultats et comparaison aux modèles

La première partie de ce chapitre est consacrée à la présentation des résultats expérimentaux sur la suppression du J/ψ dans les collisions Cu + Cu [114, 115, 100] à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, puis à la mise en relief de ces résultats en regard des résultats obtenus antérieurement au RHIC (dans les collisions d + Au [91] et Au + Au [99]) et à plus basse énergie, au SPS. Dans la deuxième partie, afin de mettre en lumière les mécanismes en jeu dans la suppression du J/ψ , ces résultats sont confrontés à différents modèles d'effets nucléaires froids, puis à des modèles de suppression anormale et de recombinaison.

VI.1 Détermination du taux de production et du facteur de modification nucléaire du J/ψ

VI.1.1 Définitions

Expression invariante du taux différentiel de production de J/ψ

Pour une partition¹ i, j et k donnée en centralité, rapidité et impulsion transverse p_T , les collisions de deux espèces A + B induisent un taux différentiel de production de J/ψ dans le canal muonique dont l'expression invariante est la suivante :

$$B \frac{d^2 N^{ijk}}{2\pi p_T dp_T dy} \Big|_{A+B \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-} = \frac{N_{J/\psi}^{ijk}}{2\pi p_T^k \Delta p_T^k \Delta y^j A \varepsilon_{J/\psi}^{ijk} \varepsilon_{BBC}^{J/\psi;ijk}} / \frac{N_{MB}^i}{\varepsilon_{BBC}^{MB;i}} \quad (\text{VI.1})$$

où :

- $B = 5,9\%$ est le rapport d'embranchement du canal de désintégration du J/ψ en deux muons ;

¹en anglais, un *bin*

- $N_{J/\psi}^{ijk}$ est le nombre de J/ψ obtenus après la reconstruction et l'extraction du signal (décrites dans le chapitre IV) pour la partition (i, j, k) ;
- $A\varepsilon_{J/\psi}^{ijk}$ est la valeur de la correction d'acceptance \times efficacité (cf. chapitre V) pour la partition (i, j, k) ;
- p_T^k est la valeur centrale de la $k^{\text{ème}}$ tranche en p_T de largeur Δp_T^k ;
- Δy^j est la largeur de la $j^{\text{ème}}$ tranche en rapidité ;
- $\varepsilon_{BBC}^{J/\psi;ijk}$ est l'efficacité du système de déclenchement BBCLL1 sur des événements contenant un J/ψ dans la partition (i, j, k) ;
- $\varepsilon_{BBC}^{MB;i}$ est l'efficacité du système de déclenchement BBCLL1 lors des collisions inélastiques A + B pour la $i^{\text{ème}}$ tranche en centralité ;
- N_{MB}^i est le nombre² d'événements *minimum bias* dans la $i^{\text{ème}}$ tranche en centralité de largeur ΔC^i . Soit N_{MB} le nombre total d'événement *minimum bias* (cf section IV.1.5, page 102), nous avons vu que, dans le cas des collisions Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, ce nombre correspond à un pourcentage $C_{max} \approx 94\%$ de section efficace de collision inélastique vue par le BBC (cf section III.3.3, page 66). La définition de la centralité, expliquée dans la même section, implique que :

$$N_{MB}^i = \frac{\Delta C^i}{C_{max}} N_{MB} \quad (\text{VI.2})$$

Dans le cas des collisions Cu + Cu, $\varepsilon_{BBC}^{MB;i}$ et $\varepsilon_{BBC}^{J/\psi;ijk}$ sont quasiment égales à l'unité dans la région de centralité 0 – 94% où la distribution de charge vue par le BBC est plate. L'expression précédente prend donc la forme simplifiée ci-dessous, que nous utiliserons par la suite :

$$B \frac{d^2 N^{ijk}}{2\pi p_T dp_T dy} \Big|_{A+B \rightarrow J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-} = \frac{N_{J/\psi}^{ijk} / N_{MB}^i}{2\pi p_T^k \Delta p_T^k \Delta y^j A \varepsilon_{J/\psi}^{ijk}} \quad (\text{VI.3})$$

Facteur de modification nucléaire

Le facteur de modification nucléaire R_{AB} permet d'évaluer si la production de J/ψ dans les collisions A + B peut se déduire d'une superposition incohérente de collisions nucléon-nucléon (p + p) individuelles. Ainsi, le facteur de modification nucléaire du J/ψ s'écrit :

$$R_{AB} = \frac{\frac{d^2 N^{ijk}}{dp_T dy} \Big|_{A+B}}{\langle N_{coll}^i \rangle \frac{d^2 N^{jk}}{dp_T dy} \Big|_{p+p}} \quad (\text{VI.4})$$

²Rappelons que le nombre d'événement utilisé est établi à partir du nombre d'événements *minimum bias* appartenant aux "bons" runs et corrigé du facteur représentant le pourcentage d'événements pour lesquels $|z_{vtx}| < 30$ cm et qui appartiennent à un croisement physique des paquets d'ions.

où les exposants i , jet k désignent toujours les partitions correspondantes en centralité, rapidité et impulsion transverse, et $\langle N_{coll}^i \rangle$ est le nombre moyen de collisions binaires nucléon-nucléon dans la $i^{\text{ème}}$ tranche en centralité des collisions $A + B$. Ce nombre (et l'erreur systématique associée) est obtenu en modélisant et en ajoutant la réponse du BBC dans l'implémentation Monte-Carlo du modèle de Glauber par PHENIX (cf section III.3.3). Les valeurs de $\langle N_{coll}^i \rangle$ obtenues pour les différentes partitions en centralité des collisions $\text{Cu} + \text{Cu}$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV sont reportées dans les tableaux de l'appendice A. La référence $p + p$ se doit d'être prise à la même énergie dans le centre de masse que les collisions $A + B$. Sauf mention explicite du contraire, la référence $p + p$ utilisée par la suite est celle obtenue à l'issue de l'analyse des données du *Run 5* $p + p$ [73].

VI.1.2 Récapitulation des sources d'erreurs

Le tableau VI.1 récapitule les différentes sources et catégories d'erreurs sur l'évaluation du taux de production et du facteur de modification nucléaire du J/ψ , ainsi que leurs valeurs relatives respectives. Trois catégories d'erreurs sont considérées dans ce tableau :

- les sources d'**erreurs non-corrélées** (statistique et systématiques) et celles **corrélées** d'un point de mesure à l'autre peuvent affecter l'allure de l'évolution du facteur de modification nucléaire en fonction de la centralité (par exemple) ;
- les **erreurs globales** affectent uniquement la normalisation du taux différentiel de production et du facteur de modification nucléaire : seule une translation qui fait varier leur amplitude est autorisée dans les barres d'erreurs globales.

Les différentes sources d'erreurs seront commentées dans les paragraphes suivants. Celles-ci sont sommées au sein de chaque catégorie et les valeurs obtenues sont reportées dans le tableau VI.2. Notons que les valeurs reportées pour les erreurs non-corrélée et corrélée sont relatives au résultat de la combinaison des mesures effectuées dans chaque bras muon, ce qui permet de gagner environ un facteur $\sqrt{2}$ en précision : ces deux mesures étant indépendantes, les taux de production et les facteurs de modification nucléaire correspondants peuvent être combinés pour réduire les erreurs statistiques.

Erreurs sur le taux différentiel de production de J/ψ

Erreurs statistique et systématique sur le signal $N_{J/\psi}^{ijk}$. – Les cas où la valeur des erreurs citées sur le signal $N_{J/\psi}^{ijk}$ extrait est maximale correspondent aux partitions en centralité et en impulsion transverse les moins peuplées en signal, notamment la tranche (60 – 94%; 4 – 5 GeV/c). Dans l'ensemble, l'erreur statistique sur le signal est environ une à trois fois plus élevée que l'erreur systématique obtenue lors de l'extraction dudit signal.

type d'erreur	source	valeur	section	page
statistique	extraction du signal $N_{J/\psi}^{ijk}$	5 – 37%	IV.3.2	116
systématique non-corrélée	extraction du signal $N_{J/\psi}^{ijk}$	3 – 27%	IV.3.2	116
	statistique des J/ψ Monte-Carlo utilisés pour évaluer les corrections d'acceptance×efficacité $A\varepsilon_{J/\psi}^{ijk}$	1 – 9%	V.4.6, C	148, 233
systématique corrélée d'un point à l'autre	total des erreurs systématiques sur les corrections d'acceptance×efficacité $A\varepsilon_{J/\psi}^{ijk}$	11%	V.5	156
	estimation de $\langle N_{coll}^i \rangle$ (applicable pour l'évaluation de R_{CuCu} uniquement)	~ 11%	A	215
systématique globale (erreur sur la normalisation)	incertitude sur le nombre total d'événements <i>minimum bias</i> due à quelques segments de bons <i>runs</i> incorrectement filtrés (par le MuTr-Lvl2) ou reconstruits	1%	IV.1.5	102
	incertitude sur la fraction d'événements <i>minimum bias</i> appartenant à un croisement physique de paquets d'ions lors de la collision et avec $ z_{vtx} < 30$ cm	3%	IV.1.5	102
	erreur statistique sur le taux de production total de J/ψ dans les collisions p + p (applicable pour l'évaluation de R_{CuCu} uniquement)	3%	ref. [73]	
	erreur systématique sur le taux de production total de J/ψ dans les collisions p + p (applicable pour l'évaluation de R_{CuCu} uniquement)	7%	ref. [99]	

TAB. VI.1: Tableau récapitulatif des sources d'erreurs sur l'évaluation du taux de production et/ou sur le facteur de modification nucléaire du J/ψ dans les collisions Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Erreurs statistique et systématique sur $A\varepsilon_{J/\psi}^{ijk}$. – Notons que les erreurs statistiques sur les facteurs de correction d'acceptance × efficacité, dues à la statistique limitée de J/ψ Monte-Carlo utilisés lors de leur évaluation, sont largement inférieures aux erreurs statistique et systématique sur le signal $N_{J/\psi}^{ijk}$.

Il serait souhaitable de diminuer l'erreur systématique totale sur les corrections d'acceptance × efficacité. Comme nous l'avons vu à la section V.5 du chapitre précédent, celle-ci est dominée par l'erreur sur l'acceptance du MuTr (de l'ordre de 10%), évaluée en comparant les distributions des traces issues de J/ψ Monte-Carlo et celle issues des collisions p + p. Notons que l'erreur systématique sur l'acceptance du

type d'erreur	erreur relative sur le taux de production R_{CuCu}	
non-corrélée	6 – 32%	6 – 32%
corrélée	$\sim 8\%$ <i>acceptance</i> du MuTr	$\sim 11\%$ $\langle N_{coll}^i \rangle$
globale	$\sim 3\%$	8% référence p + p

TAB. VI.2: Tableau récapitulant la valeur relative totale pour chaque type d'erreur sur le taux de production et le facteur de modification nucléaire du J/ψ dans les collisions Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. La contribution très largement dominante est indiquée.

MuTr est commune aux deux analyses Cu + Cu et p + p.

Erreurs sur le facteur de modification nucléaire

En sus des sources d'incertitude sur le taux de production de J/ψ en Cu + Cu, l'évaluation de R_{CuCu} implique, par définition, de considérer deux autres sources d'erreur : l'erreur sur la référence p + p utilisée et l'erreur sur le nombre moyen de collisions nucléon-nucléon.

Erreur systématique due à la référence p + p utilisée. – L'erreur systématique globale³ sur le taux de production de J/ψ en p + p n'est prise en compte à aucun moment dans le calcul d'erreur sur R_{CuCu} . En effet, cette erreur sur la normalisation en p + p induit une incertitude sur la section efficace de collision inélastique nucléon-nucléon mais elle n'affecte pas la signification des résultats en collision noyau-noyau.

Ainsi, l'erreur systématique citée sur le taux de production de J/ψ dans les collisions p + p est uniquement l'erreur corrélée d'un point de mesure à l'autre et non l'erreur globale. Nous ne tenons pas compte de la contribution commune aux résultats Cu + Cu et p + p. Cette dernière est limitée à l'erreur systématique sur l'*acceptance* du MuTr. Quant aux autres contributions à l'erreur systématique sur la référence p + p utilisée :

- 8% sont dues à la largeur de la dispersion des corrections d'acceptance×efficacité sur l'ensemble de la prise de données (en effet, celles-ci n'ont été déterminées qu'à partir d'un unique *run* de référence lors de l'analyse des données p + p) ;

³L'erreur globale en p + p est de l'ordre de 10%. La source d'erreur dominante est imputable à l'incertitude sur l'estimation de l'efficacité du système de déclenchement BBCL1 sur les événements *minimum bias*. Cela implique une incertitude sur la section efficace de collision inélastique nucléon-nucléon, celle-ci étant mesurée grâce aux collisions p + p.

- 4% résultent de l’incertitude sur la forme des distributions cinématiques des J/ψ Monte-Carlo (rapidité et impulsion transverse) et des variations possibles de leur distribution en z_{vtx} ;
- et 2% tiennent compte de la marge d’erreur sur la connaissance des efficacités matérielles (*hardware*) des éléments sensibles du détecteur.

L’ensemble de ces erreurs, sommées quadratiquement est supérieure aux 7% annoncés dans le tableau VI.1. La raison réside dans le fait que les deux mesures réalisées dans chacun des bras muon ont été combinées, d’où une diminution de l’erreur relative résultante sur le taux de production de J/ψ en $p + p$.

Erreur systématique sur $\langle N_{\text{coll}}^i \rangle$. – Par ordre d’importance décroissante, les deux contributions dominantes à l’erreur systématique sur $\langle N_{\text{coll}}^i \rangle$ sont obtenues en variant les paramètres suivant dans le modèle de Glauber : les paramètres définissant le profil de densité nucléaire de Woods-Saxon utilisé, et la section efficace inélastique d’interaction nucléon-nucléon (cf appendice A). L’erreur systématique sur $\langle N_{\text{coll}}^i \rangle$ est quasiment constante avec la centralité pour les collisions Cu + Cu. Cette erreur est considérée comme affectant de manière corrélée les valeurs de R_{CuCu} d’une tranche de centralité à l’autre, puisque changer les paramètres du modèle de Glauber redistribue N_{coll} par tranche individuelle de centralité. Cette erreur sera cependant considérée comme une erreur globale dans les cas où une seule tranche en centralité est considérée : typiquement, c’est le cas de R_{CuCu} en fonction de la rapidité ou en fonction de l’impulsion transverse au sein d’une seule et même tranche de centralité. Cette erreur globale sera alors différente d’une tranche de centralité à la suivante.

L’incertitude sur $\langle N_{\text{coll}}^i \rangle$ comme limite de la précision sur R_{CuCu} . – Lors du calcul de R_{CuCu} , dans toutes les partitions assez bien peuplées en signal pour que les erreurs statistique et systématique correspondantes soient minimales (ou proche de l’être), l’erreur systématique dominante est celle due à $\langle N_{\text{coll}}^i \rangle$. Autrement dit, la précision⁴ avec laquelle est connue R_{CuCu} est au mieux donnée par l’erreur systématique sur $\langle N_{\text{coll}}^i \rangle$, cette dernière étant difficilement compressible. En effet, si nous la comparons aux autres sources d’erreurs systématiques dues aux corrections d’acceptance \times efficacité :

- il est toujours possible d’améliorer l’erreur statistique sur les corrections d’acceptance \times efficacité en engendrant un échantillon plus important de J/ψ Monte Carlo ;
- nous avons vu (cf section V.4) que nous avons significativement amélioré (d’un facteur quatre) le contrôle d’une des erreurs systématiques dominantes sur ces corrections, i.e. la dispersion de $A\mathcal{E}_{J/\psi}$ autour de la valeur obtenue pour le *run* de référence par rapport à l’ensemble de la période de prise de données ;
- enfin, l’erreur dominante sur ces corrections, due à l’erreur sur l’acceptance du MuTr, est éliminée dans le calcul de R_{CuCu} . Rappelons que cette erreur systé-

⁴Nous ne nous soucions ici que des erreurs non-corrélées et des erreurs systématiques corrélées d’un point de mesure à l’autre, et non des erreurs systématiques globales.

matique est commune aux deux analyses Cu + Cu et p + p. Par conséquent, elle doit être prise en compte dans le calcul du taux de production, mais elle disparaît dans le rapport qui permet d'évaluer le facteur de modification nucléaire. Il s'en suit une diminution significative de l'erreur systématique corrélée totale sur R_{CuCu} .

VI.2 Résultats obtenus pour les collisions Cu + Cu

Nous présentons ci-après la dépendance en centralité du taux de production de J/ψ mesuré dans le canal muonique lors des collisions Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, et celle du facteur de modification nucléaire correspondant.

Notons que, dans toute la suite du chapitre, la signification des erreurs représentées sur les figures sera toujours la même (sauf mention explicite du contraire) :

- les barres indiquent les erreurs non-corrélées (erreurs statistique et systématiques ont été quadratiquement sommées) ;
- les erreurs systématiques corrélées d'un point à un autre sont représentées par des rectangles ;
- les erreurs systématiques globales (erreurs sur la normalisation) sont indiquées dans la légende.

VI.2.1 Dépendance en centralité du taux de production de J/ψ

Sur le volet supérieur de la figure VI.1 est reportée l'évolution du taux différentiel de production de J/ψ en fonction du nombre de nucléons participants en Cu + Cu mesurée dans les deux bras muon, Nord et Sud. L'intervalle couvert en abscisse dans les collisions Cu + Cu s'étend jusqu'à environ $N_{part} \sim 100$. Plus le nombre de nucléons participants à une collision d'ions est élevé, plus le taux de production de J/ψ est important. Cette figure permet aussi de s'assurer que la partie du détecteur choisie pour effectuer la mesure n'influe pas sur le résultat, indiquant ainsi que les différences entre les deux bras ont été prises en compte de manière appropriée dans les corrections d'*acceptance* \times efficacité : **le taux de production obtenu est sensiblement le même (dans les barres d'erreurs) dans le bras Nord et le bras Sud.** Le volet inférieur de la figure montre d'ailleurs explicitement le rapport entre les valeurs obtenues dans le bras Nord sur celles obtenues dans le bras Sud. Seules les erreurs non-corrélées ont été prises en compte dans l'ajustement par une constante, représenté par la ligne en pointillé : le rapport est compatible avec l'unité. **Il est donc légitime de combiner les mesures effectuées dans les deux bras pour gagner en précision**, et ce d'autant plus que l'accord constaté entre les résultats Nord et Sud permet de s'abstenir de rajouter une incertitude systématique lors d'une telle opération.

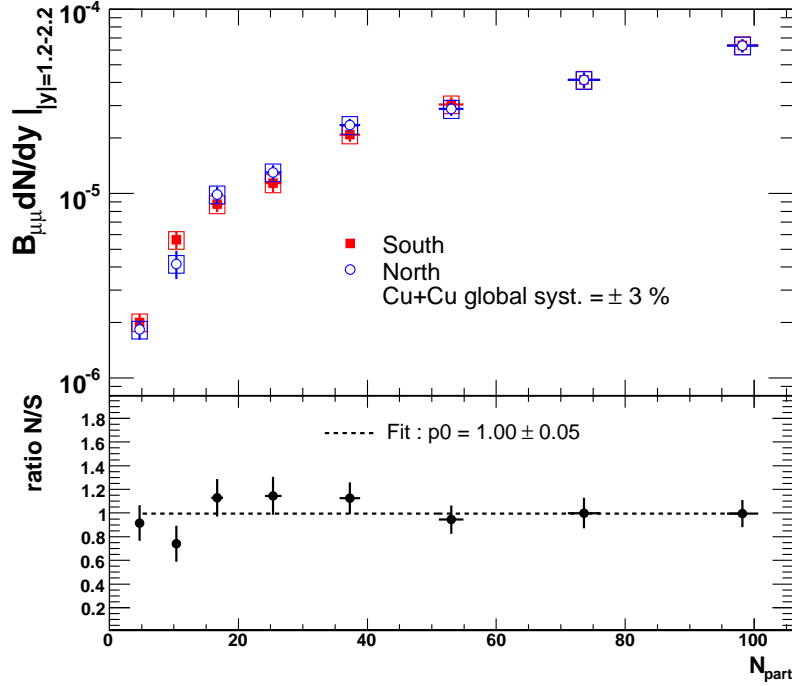


FIG. VI.1: Volet supérieur : dépendance en centralité du taux de production du J/ψ en fonction du nombre de nucléons participants dans les collisions Cu + Cu, mesuré dans les bras muon Sud (carré plein) et Nord (cercle ouvert). Se référer au texte pour la description des erreurs. Volet inférieur : rapport du taux de production mesuré dans le bras Nord à celui du bras Sud en fonction du nombre de participants. La ligne en pointillée est le résultat d'un ajustement par une constante : le rapport Nord/Sud est compatible avec l'unité.

VI.2.2 Dépendance en centralité de la suppression du J/ψ

La figure VI.2 montre le facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction du nombre de nucléons participants dans les collisions Cu + Cu (les mesures réalisées dans les bras Nord et Sud ont été combinées).

- **Le facteur de modification nucléaire est proche de l'unité pour les collisions périphériques** ($N_{part} < 20$), ce qui indique que celles-ci dévient relativement peu d'une superposition de collisions nucléon-nucléon individuelles ($p + p$), matérialisée par la ligne en pointillés où $R_{AA} = 1$.
- À mesure que la centralité (N_{part}) augmente, ce facteur de modification décroît, signalant ainsi une suppression du taux de production du J/ψ dans les collisions noyau-noyau par rapport à une simple superposition de collisions nucléon-nucléon. Ainsi, dans le domaine de rapidité $1,2 < |y| < 2,2$ couvert par les bras muons, **cette suppression atteint environ un facteur deux dans les collisions Cu + Cu les plus centrales** ($R_{CuCu} < 0,55$ pour $N_{part} \sim 98$).

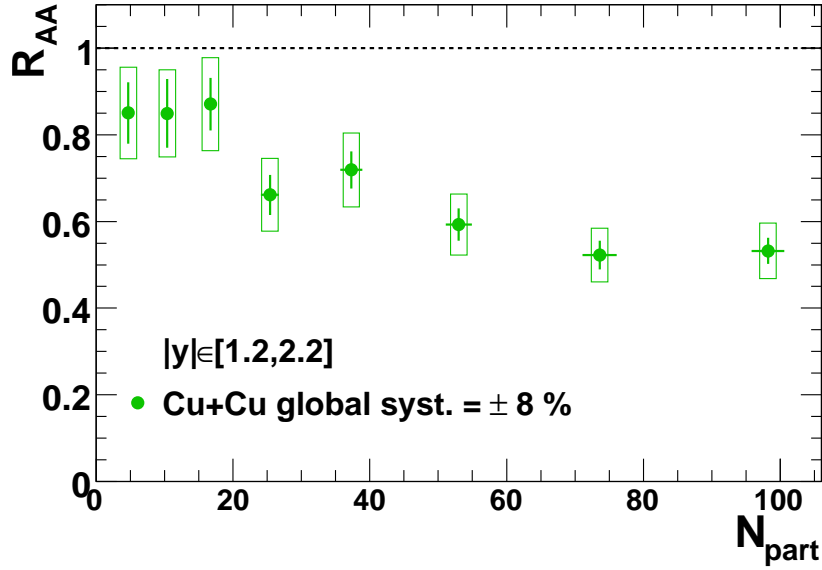


FIG. VI.2: Dépendance en centralité du facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction du nombre de nucléons participants dans les collisions Cu + Cu dans la région en rapidité couverte par les bras muons. Se référer au texte pour la description des erreurs.

VI.3 Mise en relief des résultats dans le contexte expérimental actuel

VI.3.1 Dépendance en centralité de la suppression du J/ψ

Comparaison à d + Au

Le facteur de modification nucléaire du J/ψ mesuré dans les collisions d+Au, noté R_{dAu} , a été ajouté sur la figure VI.3, celle-ci montrant l'évolution en nombre de participants de ce facteur déterminé dans les collisions Cu + Cu, noté ci-après R_{CuCu} . La comparaison de R_{dAu} et de R_{CuCu} pour les petites valeurs de $N_{part} < 20$ permet d'apprécier de manière **très** qualitative la raison de la faible suppression correspondante rencontrée en Cu + Cu : l'amplitude de celle-ci est comparable à celle due aux effets nucléaires froids auxquels est attribué la suppression rencontrée en d + Au. La valeur de R_{dAu} reportée ici est la « moyenne » des mesures réalisées dans les bras Nord et Sud⁵ : elle est calculée suivant $R_{dAu}(y) \times R_{dAu}(-y)|_{1.2 < |y| < 2.2}$, ce qui revient à estimer à partir de d + Au les effets froids rencontrés en Au + Au dans la région en rapidité couverte par les bras muons. Notons que la valeur de R_{dAu} reportée a été obtenue en utilisant les données p + p du Run 3 comme référence [91], ces der-

⁵Rappelons (cf chapitre II) que les effets nucléaires froids, en particulier le *shadowing*, diffèrent selon la rapidité explorée en d + Au : *anti-shadowing* à $y < -1.2$ (bras Sud), *shadowing* à $y > 1.2$ (bras Nord, direction suivie par le deuteron).

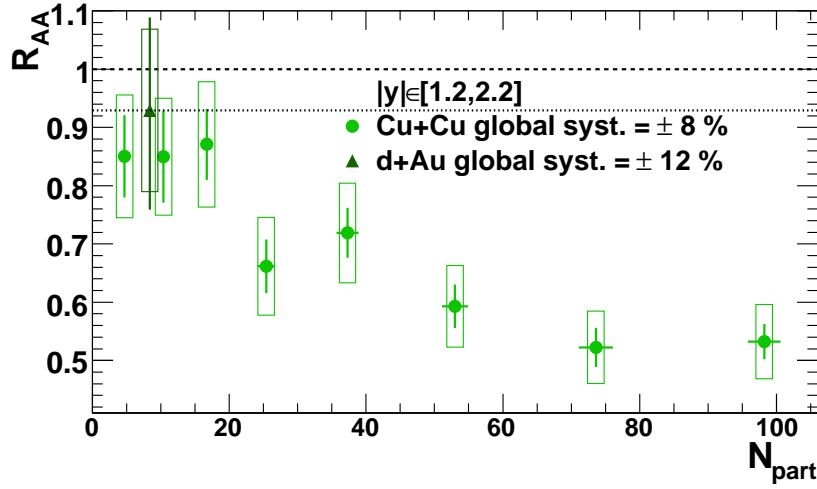


FIG. VI.3: Dépendance en centralité du facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction du nombre de nucléons participants mesuré en Cu + Cu (cercle plein) et en d + Au (triangle plein), dans la région en rapidité couverte par les bras muons. Se référer au texte pour la description des erreurs.

nières étant entachées d’une erreur statistique et systématique bien plus importante que les données p + p du *Run 5*. Nous reviendrons sur l’estimation des effets froids en Cu + Cu (et Au + Au) à partir de modèles ajustant les résultats obtenus en d + Au dans la section [VI.4.1](#).

Influence de la taille du système

La figure [VI.4](#) montre l’évolution du facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction du nombre N_{part} de nucléons participants, dans les collisions Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (jusqu’à $N_{part} \sim 100$) et dans les collisions Au + Au à la même énergie dans le centre de masse (celles-ci couvrent une région plus étendue en nombre de participants, jusqu’à $N_{part} \sim 350$). Les résultats reproduits ici en Au + Au sont issus de la référence [99].

La source dominante d’erreur globale est la même en Cu + Cu et en Au + Au : il s’agit de l’incertitude sur le taux de production total du J/ψ en p + p⁶. Par conséquent, les deux ensembles de mesures ne peuvent quasiment pas être traduites indépendamment l’une de l’autre dans la direction parallèle à l’axe des ordonnées.

Sur cette figure sont reportées les mesures effectuées dans le canal muonique. Rappelons qu’en terme de rapidité, ces mesures sont effectuées vers l’avant c.-à-d. $1, 2 < |y| < 2, 2$. Nous ne pouvons que souligner l’**accord remarquable entre R_{CuCu} et R_{AuAu} (dans les barres d’erreurs) sur la région en N_{part} où le recouvrement**

⁶En effet, la seule autre source d’erreur systématique globale résulte de l’incertitude sur le nombre total d’événements *minimum bias* N_{MB} . Cette erreur s’élève à environ 3% au total pour les données Cu + Cu (cf tableau [VI.1](#)) et à 1% en Au + Au dans le canal muonique.

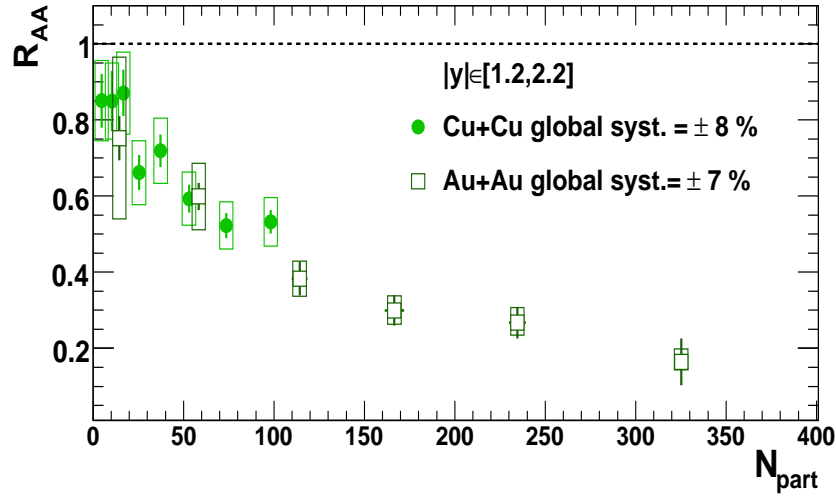


FIG. VI.4: Dépendance en centralité du facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction du nombre de nucléons participants mesuré en Cu + Cu (cercle plein) et en Au + Au (carré ouvert), dans la région en rapidité couverte par les bras muons. Se référer au texte pour la description des erreurs.

entre les deux ensembles de données existe. Cet accord est d'autant plus remarquable car (i) la prise de données Au + Au a été réalisée sans système de déclenchement en ligne optimisé pour la détection du J/ψ , donc associé aux bras muon ; mais elles ont été filtrées hors ligne avec le système de déclenchement de niveau 2 associé au MuID, nommé MuID-Lvl2⁷. Et (ii) les données Cu + Cu ont été prises avec le MUIDLL1 comme système de déclenchement en ligne, suivi hors ligne par le filtrage avec le MuTr-Lvl2. Ainsi, **les deux ensembles de données ont suivi deux chemins tout-à-fait différents⁸. Les deux analyses, menées indépendamment l'une de l'autre, n'en aboutissent pas moins à un accord notable.** Rappelons également que N_{part} est tout-à-fait indiquée comme échelle pour l'axe des abscisses pour comparer deux systèmes différents à la même énergie dans le centre de masse (cf section I.2.2, notamment la figure I.13(b), page 25, montrant la comparaison des multiplicités observées en Cu + Cu et en Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV : la distribution en pseudo-rapidité de la multiplicité de particules produites obtenue en Cu + Cu est quasiment superposable à celle mesurée en Au + Au pour un même $\langle N_{part} \rangle$).

Les données Cu + Cu permettent de gagner en précision sur l'allure de l'évolution du facteur de modification nucléaire du J/ψ dans la région $N_{part} < 100$. À mesure que la centralité (N_{part}) augmente, ce facteur de modification décroît, signalant ainsi une suppression du taux de production du J/ψ dans les collisions

⁷Le MuID-Lvl2 est une version plus sophistiquée du MUIDLL1, avec un plus grand nombre de bi-packs par *symset* notamment.

⁸Notons aussi que la technique d'extraction du signal utilisée en Au + Au est différente de celle utilisée en Cu + Cu : le procédé d'*event-mixing* a été utilisé en Au + Au, alors que la méthode des « *like-sign* » s'est révélée préférable pour les données Cu + Cu filtrées avec le MuTr-Lvl2. Cf section IV.3.2.

noyau-noyau par rapport à une simple superposition de collisions nucléon-nucléon. Ainsi, dans le domaine de rapidité couvert par les bras muons, **cette suppression atteint environ un facteur deux dans les collisions Cu + Cu les plus centrales** ($R_{\text{CuCu}} < 0,55$ pour $N_{\text{part}} \sim 98$), et son amplitude augmente jusqu'à atteindre environ un facteur cinq dans les collisions Au + Au les plus centrales ($R_{\text{AuAu}} < 0,2$ pour $N_{\text{part}} \sim 325$).

Influence de la rapidité

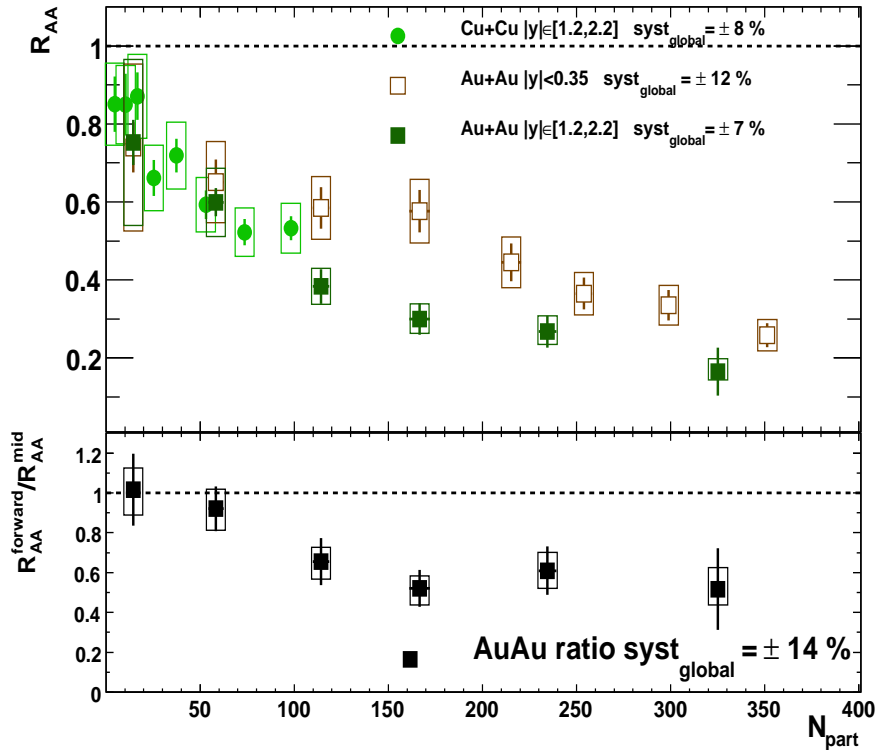


FIG. VI.5: En haut : comparaison de l'allure et de l'amplitude de la suppression du J/ψ (en terme de facteur de modification nucléaire) en fonction de la centralité selon le domaine de rapidité où le J/ψ est détecté. En bas : rapport de la suppression observée à grande rapidité sur celle observée à rapidité centrale.

La production du J/ψ a également été étudiée dans le canal électronique dans les collisions Au + Au. Les di-électrons sont détectés dans les bras centraux (brièvement décrits dans la section III.4) et qui couvrent la région centrale en rapidité $|y| < 0.35$. Pour comparer plus aisément la suppression observée vers l'avant (en terme de rapidité) par rapport à celle observée à mi-rapidity, celles-ci sont superposées sur le volet supérieur de la figure VI.5. Alors que le facteur de modification nucléaire déterminé vers l'avant décroît de manière monotone jusqu'à atteindre environ un facteur cinq dans les collisions Au + Au les plus centrales ($R_{\text{AuAu}} < 0,2$ pour

$N_{part} \sim 325$), la suppression observée à mi-rapidité semble marquer un plateau pour $50 < N_{part} < 170$, et de plus, elle est moins forte dans les collisions Au + Au les plus centrales où $R_{AuAu} < 0,3$.

Le volet inférieur de la figure VI.5 montre l'évolution du *ratio* de ces deux suppressions $R_{AA}^{forward}/R_{AA}^{mid}$ en fonction du nombre N_{part} de nucléons participants à la collision. Pour pouvoir calculer ce *ratio*, les données Au + Au prises dans le canal électronique ont été divisées en tranches de centralité identiques à celles des données Au + Au prises dans le canal muonique. Ce rapport est compatible avec l'unité pour les petites valeurs de N_{part} (jusqu'à environ 60 participants par collision), puis décroît à une valeur d'environ 0,6 dans la région $60 < N_{part} < 170$, et se stabilise à cette valeur au-delà de 170 participants par collision. Ainsi, les mesures disponibles actuellement montrent que **la suppression observée vers l'avant est significativement supérieure à celle mesurée à mi-rapidité dès $N_{part} \sim 115$** . Notons cependant que **ce rapport décroche de l'unité dans la région de N_{part} couverte par les collisions Cu + Cu. Il serait intéressant de pouvoir confirmer ce comportement en calculant ce rapport dans les collisions Cu + Cu les plus centrales.** Au moment où nous écrivons ces lignes, l'analyse des données Cu + Cu dans le canal électronique n'est pas encore tout-à-fait achevée, aussi avons-nous préféré ne pas reporter sur la figure VI.5 les valeurs actuelles du rapport $R_{AA}^{forward}/R_{AA}^{mid}$ en Cu + Cu.

Comparaison aux résultats obtenus à plus basse énergie

A priori, comme l'énergie dans le centre de masse est environ dix fois plus importante à RHIC ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) qu'au SPS ($\sqrt{s_{NN}} = 17$ GeV), nous nous attendons naïvement à ce que l'amplitude de la suppression du J/ψ soit plus importante au RHIC qu'au SPS. Ce devrait être le cas dès que le mécanisme de suppression invoqué dans l'état final fait appel à une densité volumique de hadrons ou de partons qui, par leurs interactions avec les résonances $c\bar{c}$, finissent par les dissocier : peu importe qu'il s'agisse de hadrons ou de partons, puisque dans les deux cas, la densité initiale sera de toute façon plus importante au RHIC, et en conséquence, la suppression correspondante devrait être plus élevée au RHIC. La suppression à laquelle nous faisons allusion est la « suppression anormale », exclusive aux collisions noyau-noyau. Notons que ce n'est pas le cas des effets nucléaires froids qui, de surcroît, peuvent être différents entre le RHIC et le SPS.

Résultats Cu + Cu au RHIC comparés à S + U au SPS. – À nouveau, la suppression est exprimée en terme d'évolution du facteur de modification nucléaire en fonction du nombre de nucléons participants. Nous retrouvons sur la figure VI.6 les mesures obtenues en Cu + Cu au RHIC (vers l'avant en terme de rapidité $1,2 < |y| < 2,2$), ainsi que les mesures effectuées au SPS en S + U par l'expérience NA38 [125] (à mi-rapidité uniquement $0 < y < 1$). Cette figure montre qu'à intervalle équivalent en N_{part} , l'amplitude de la suppression en fonction de la centralité est plus impor-

tante au RHIC qu'au SPS. Deux hypothèses peuvent être formulées pour expliquer ce constat : la différence observée est due soit à l'écart d'énergie disponible dans le centre de masse, soit à la séparation en rapidité des mesures effectuées. La deuxième hypothèse peut être éliminée ou corroborée en comparant la suppression déterminée à mi-rapidité au RHIC à celle vue à mi-rapidité au SPS.

Résultats Au + Au au RHIC comparés à In + In et Pb + Pb au SPS. – L'intervalle en rapidité exploré à mi-rapidité au RHIC ($|y| < 0,35$) est proche de celui du SPS ($0 < y < 1$). La figure VI.7 permet de comparer, à mi-rapidité, la suppression observée en Au + Au au RHIC et celle déterminée en In + In [126, 127] et en Pb + Pb [41] au SPS par les expériences NA60 et NA50. Cette figure montre qu'à mi-rapidité, à la fois l'allure de la suppression en fonction de la centralité et son amplitude coïncident dans deux domaines d'énergie très différents. Or au RHIC, la suppression mesurée vers l'avant est plus prononcée que celle mesurée à mi-rapidité. Il apparaît ainsi que seule la suppression vers l'avant au RHIC est plus importante que celle au SPS.

Comparaison de la dépendance en N_{part} des rapports R_{CuCu}/R_{SU} et $R_{AuAu}^{forward}/R_{AuAu}^{mid}$
La différence de suppression entre le RHIC et le SPS n'est observée que lorsque les mesures effectuées ne coïncident pas en rapidité. C'est typiquement le cas lorsque nous comparons R_{CuCu} (mesure effectuée à grande rapidité) et R_{SU} (mesure réalisée à mi-rapidité), la suppression étant plus importante à grande rapidité (cf volet supérieur de la figure VI.8). Les données Au + Au, prises dans les deux domaines de rapidité au RHIC, ont déjà permis d'évaluer le rapport $R_{AuAu}^{forward}/R_{AuAu}^{mid}$ de la suppression dans les deux domaines en rapidité en fonction du nombre de participants. Il est donc très tentant de comparer le rapport R_{CuCu}/R_{SU} au rapport $R_{AuAu}^{forward}/R_{AuAu}^{mid}$. Cela est illustré par le volet inférieur de la figure VI.8. Nous pouvons constater que l'évolution de R_{CuCu}/R_{SU} en fonction de N_{part} est en accord avec celle de $R_{AuAu}^{forward}/R_{AuAu}^{mid}$ dans la région en N_{part} où les deux ensemble de mesures se recouvrent.

De la pertinence de N_{part} pour graduer l'axe des abscisses. – En raison de la différence d'énergie séparant le RHIC et le SPS, la variable purement géométrique N_{part} n'est pas la plus indiquée pour comparer les résultats obtenus à ces deux énergies. En effet, comme nous l'avons vu à la section I.13(a) (page 25), la production de particules mesurée est significativement plus faible aux énergies du SPS qu'à celles du RHIC pour le même N_{part} dans les collisions Au + Au considérée. Il faudrait donc en principe une autre échelle pour comparer les résultats obtenus à ces deux énergies, typiquement la densité d'énergie ε_{Bj} estimée selon la formule de Bjorken (I.19). Ce point sera discuté dans le paragraphe VI.3.3.

De la pertinence de R_{AA} pour graduer l'axe des ordonnées. – Il faut aussi s'interroger sur la meilleure manière de comparer l'amplitude de la suppression au RHIC

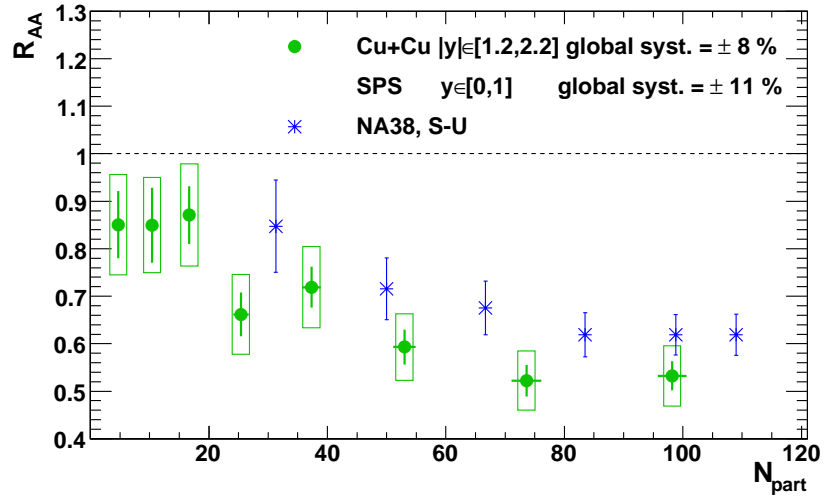


FIG. VI.6: Comparaison de l'allure et de l'amplitude de la suppression du J/ψ (en terme de facteur de modification nucléaire) en fonction de la centralité selon qu'elle ait été mesurée au RHIC, dans les collisions Cu + Cu, ou au SPS, dans les collisions S + U (expérience NA38). Les domaines en rapidité correspondants aux deux ensembles de mesures sont indiquées dans la légende.

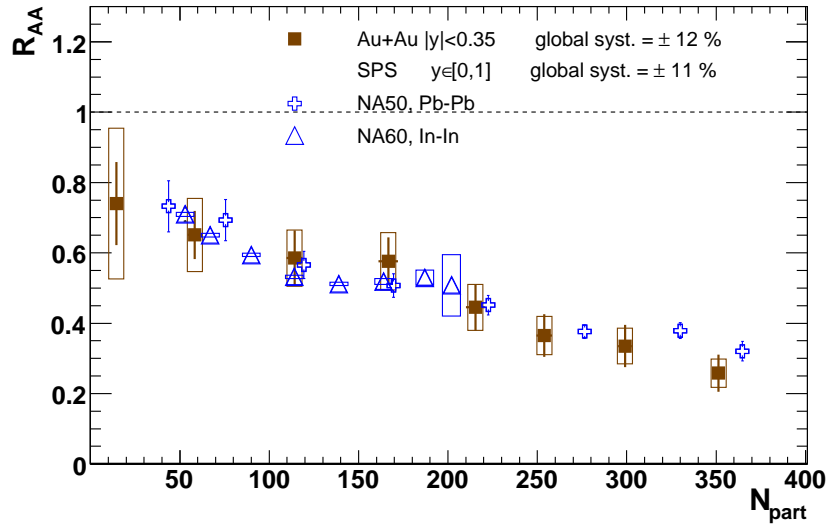


FIG. VI.7: Comparaison de l'allure et de l'amplitude de la suppression du J/ψ (en terme de facteur de modification nucléaire) en fonction de la centralité selon qu'elle ait été mesurée à mi-rapidité au RHIC, dans les collisions Au + Au, ou au SPS, dans les collisions In + In et Pb + Pb (expériences NA50 et NA60). Les domaines en rapidité correspondants aux deux ensembles de mesures sont indiquées dans la légende.

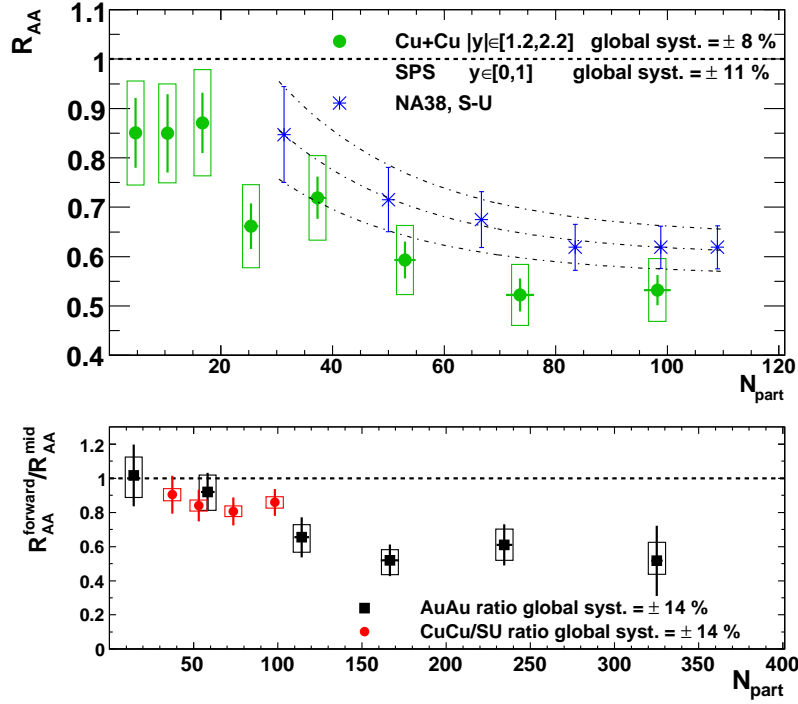


FIG. VI.8: En haut : comparaison de l'allure et de l'amplitude de la suppression du J/ψ (en terme de facteur de modification nucléaire) en fonction du nombre de nucléons participants selon qu'elle ait été mesurée à grande rapidité au RHIC, dans les collisions Cu + Cu, ou à mi-rapidité au SPS, dans les collisions S + U (expérience NA38). Les lignes en tireté-pointillé représentent un ajustement aux données S + U de type $A + \exp(B + Cx)$ afin d'obtenir R_{SU} aux mêmes valeurs de N_{part} que les quatre derniers points en Cu + Cu. En bas : comparaison des rapports R_{CuCu}/R_{SU} (cercles rouges) et $R_{AuAu}^{forward}/R_{AuAu}^{mid}$ (carrés noirs) en fonction de N_{part} .

et au SPS. En effet, par définition, le facteur de modification nucléaire prend comme référence les collisions $p + p$. Une meilleure référence consisterait plutôt à utiliser la calibration des effets nucléaires froids obtenus en $p + \text{noyau}$ à la même énergie et extrapolés aux collisions noyau + noyau étudiées. De cette manière, seuls les effets qui pourraient signaler le déconfinement seront pris en compte pour comparer la suppression à ces deux énergies. Nous reviendrons sur ce sujet dans la section VI.4.3.3.

VI.3.2 Dépendance en rapidité de la production de J/ψ

Distribution du taux de production de J/ψ en fonction de la rapidité pour différents N_{part}

La distribution du taux de production de J/ψ , notée $B dN/dy$, en fonction de la rapidité a été étudiée en $p + p$, Cu + Cu et Au + Au. Comparer l'évolution de cette distribution selon un nombre croissant de nucléons participants peut renseigner sur les mécanismes de production impliqués, en particulier si des mécanismes différents

ou supplémentaires sont à l'œuvre dans les collisions noyau-noyau les plus centrales où participent un grand nombre de nucléons par rapport aux collisions $p + p$ individuelles. Cette comparaison est donc montrée sur la figure VI.9. Les valeurs centrales en $\text{Cu} + \text{Cu}$ ne sont pas encore disponibles. À petit nombre de participants, c.-à-d. à environ six participants par collision ($\text{Cu} + \text{Cu}$ en l'occurrence), la forme de la distribution en rapidité $B dN/dy$ est quasiment superposable avec celle obtenue en $p + p$ (*modulo* un facteur d'échelle constant par lequel ont été multipliées les valeurs de $B dN/dy$ mesurées en $p + p$). Notons qu'en $p + p$, la valeur de $B dN/dy$ en fonction de la rapidité varie assez peu lorsque nous passons du point à rapidité centrale ($y = 0$) au point le plus proche ($|y| = 1,325$) mesuré dans les bras muons, autrement dit, la distribution est assez plate au voisinage de son maximum. Ceci semble de moins en moins vrai lorsque le nombre de participants augmente, même s'il est difficile d'être plus catégorique en l'absence du point central en $\text{Cu} + \text{Cu}$.

Pour éviter de recourir à une hypothèse sur la forme de la distribution de $B dN/dy$ en fonction de la rapidité, la largeur de cette distribution peut être estimée en calculant numériquement son RMS selon l'expression (VI.5) :

$$\text{RMS} = \sqrt{\frac{\sum_i y_i^2 \frac{dN}{dy_i}}{\sum_i \frac{dN}{dy_i}}} \quad (\text{VI.5})$$

Dans un premier temps, le RMS a été calculé en incluant le point central, celui-ci étant disponible en $p + p$ et en $\text{Au} + \text{Au}$. Les valeurs ainsi obtenues sont reportées par $\langle N_{part} \rangle$ décroissant dans le tableau VI.3. Nous observons une légère tendance du RMS à décroître à mesure que le nombre de participants augmente, bien que l'importance de l'incertitude ne peut permettre d'écarter une évolution constante.

Cette fois-ci, le point central est exclu du calcul du RMS pour faciliter la comparaison avec les données $\text{Cu} + \text{Cu}$ où ce point n'est pas encore disponible. Les valeurs résultantes sont reportées par $\langle N_{part} \rangle$ décroissant dans le tableau VI.4. En l'absence du point central, le RMS obtenu est sensiblement supérieur. De plus, le RMS est quasi-constant dans les barres d'erreurs en fonction du nombre de participants. En conséquence, le RMS calculé en incluant le point central en $\text{Cu} + \text{Cu}$ devrait permettre d'éclaircir la situation et de favoriser la première ou la deuxième hypothèse concernant l'évolution avec $\langle N_{part} \rangle$ de la forme de la distribution en rapidité de $B dN/dy$ (la distribution se resserre avec N_{part} ou sa forme n'évolue pas).

Facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction de la rapidité pour différents N_{part}

Nous avons vu précédemment (cf figure VI.9) que, déterminée séparément dans le bras Sud et dans le bras Nord, la distribution du taux de production du J/ψ est symétrique en rapidité (dans les barres d'erreurs), ce qui permet donc de combiner les résultats obtenus pour chaque bras. Cette opération est réalisée pour gagner

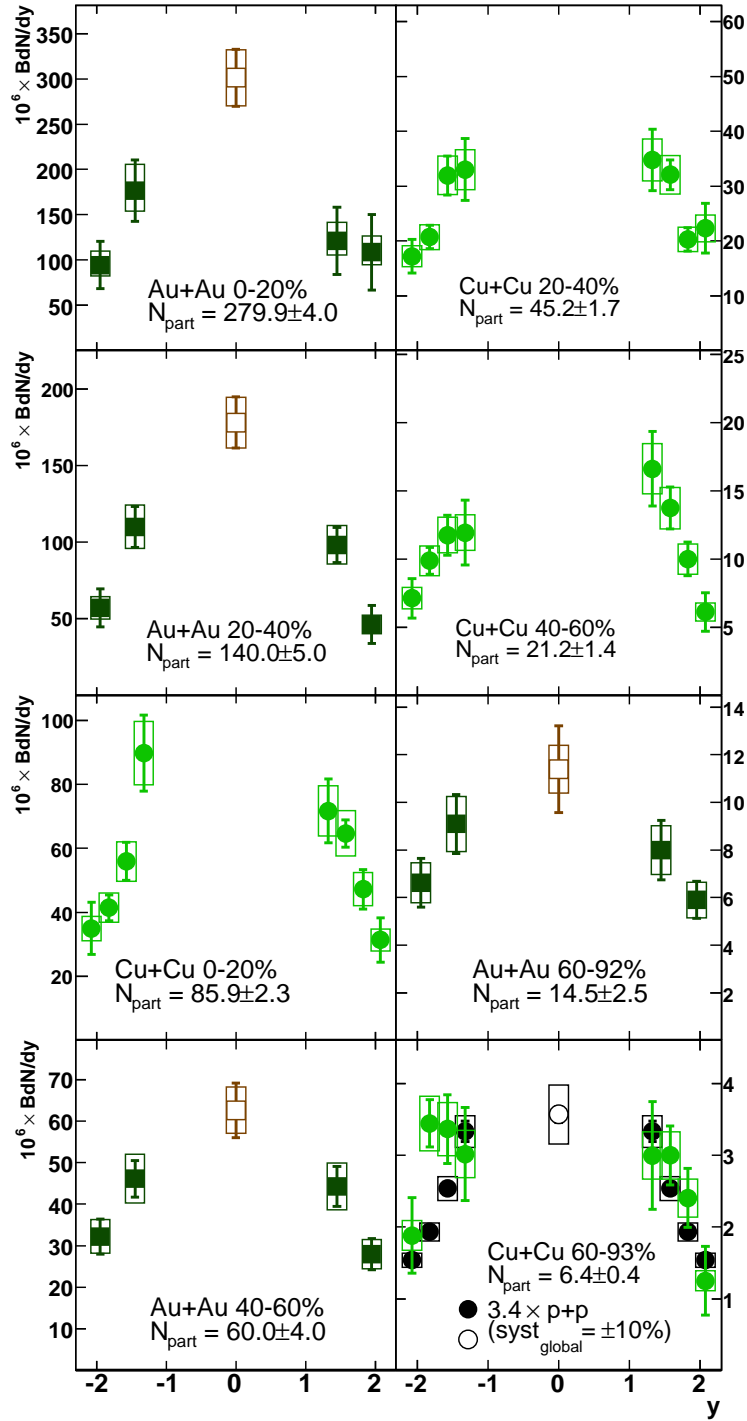


FIG. VI.9: Taux de production du J/ψ en fonction de la rapidité dans les collisions $p + p$ et par tranche de centralité des collisions $\text{Cu} + \text{Cu}$ et $\text{Au} + \text{Au}$, classée par N_{part} croissant (du bas à droite vers le haut à gauche). Les valeurs reportées à $y < 0$ ($y > 0$) ont été mesurées dans le bras muon Sud (Nord), celles à $y = 0$ par les bras centraux. Les erreurs systématiques globales indépendantes (dus à l'incertitude sur le nombre d'événements *minimum bias* analysés) en $\text{Cu} + \text{Cu}$ et $\text{Au} + \text{Au}$ sont respectivement de 3% et 1%.

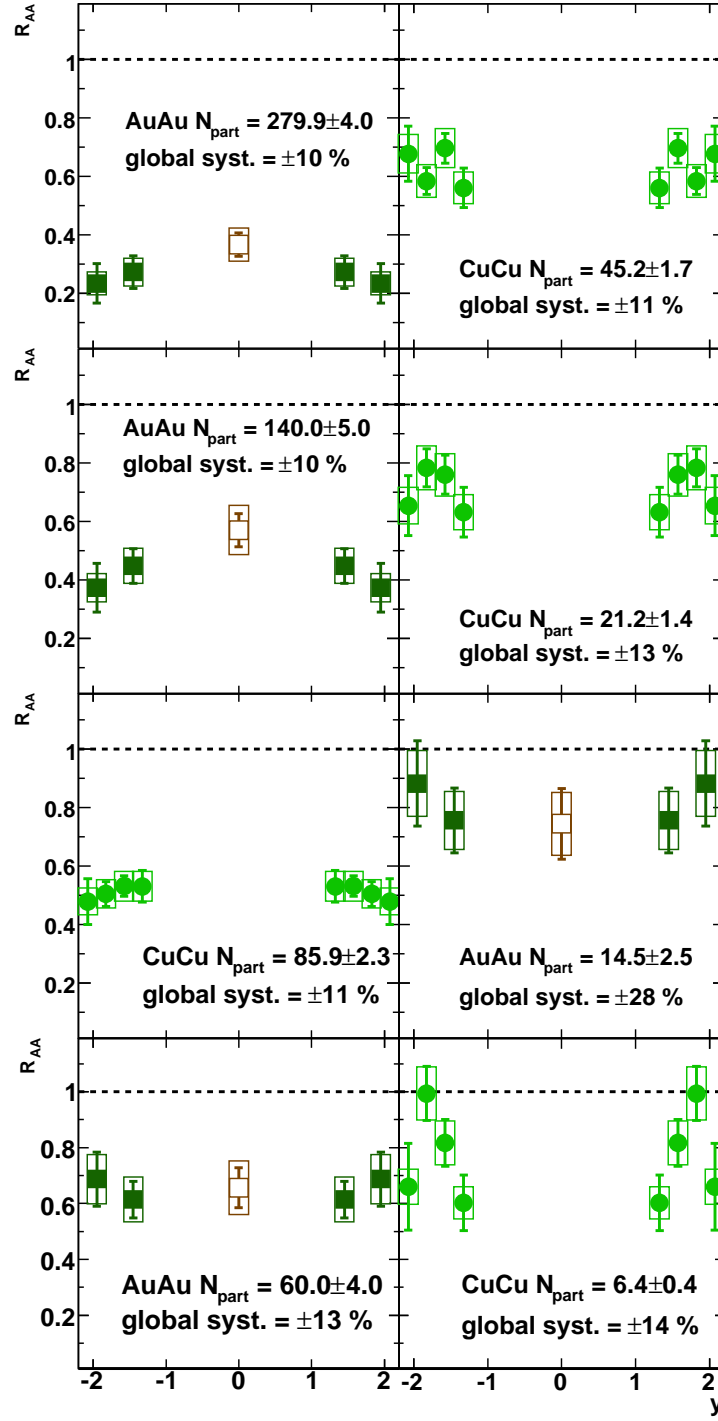


FIG. VI.10: Facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction de la rapidité en Cu + Cu et Au + Au pour les mêmes tranches en centralité que ci-contre. Les valeurs reportées à $y < 0$ ont été obtenues par symétrie miroir des valeurs à $y > 0$, et ce dans un but illustratif uniquement. Les valeurs à $y > 0$ combinent les mesures faites dans les deux bras muon pour gagner en précision. Les erreurs systématiques globales citées sur les figures sont celles qui sont indépendantes d'une classe de centralité à l'autre pour une même espèce : il s'agit donc de l'erreur systématique sur $\langle N_{coll}^i \rangle$.

$\langle N_{part} \rangle$	espèces	centralité (%)	RMS $B \, dN/dy$ vs y
280 ± 4	Au + Au	0 – 20	$1,32 \pm 0,06$
140 ± 5	Au + Au	20 – 40	$1,30 \pm 0,05$
60 ± 4	Au + Au	40 – 60	$1,40 \pm 0,04$
15 ± 3	Au + Au	40 – 93	$1,43 \pm 0,04$
2	p + p		$1,41 \pm 0,03$

TAB. VI.3: RMS de la distribution en rapidité des J/ψ , calculés numériquement selon l'expression (VI.5) **avec les mesures faites à mi-rapidité**, en p + p et pour différentes tranches en centralité en Au + Au. Valeurs extraites de [99].

$\langle N_{part} \rangle$	espèces	centralité (%)	RMS $B \, dN/dy$ vs y
280 ± 4	Au + Au	0 – 20	$1,67 \pm 0,04$
140 ± 5	Au + Au	20 – 40	$1,63 \pm 0,03$
86 ± 2	Cu + Cu	0 – 20	$1,63 \pm 0,02$
60 ± 4	Au + Au	40 – 60	$1,67 \pm 0,02$
86 ± 2	Cu + Cu	20 – 40	$1,66 \pm 0,02$
46 ± 2	Cu + Cu	40 – 60	$1,65 \pm 0,02$
15 ± 3	Au + Au	60 – 93	$1,68 \pm 0,02$
6 ± 1	Cu + Cu	60 – 94	$1,67 \pm 0,02$
2	p + p		$1,64 \pm 0,01$

TAB. VI.4: RMS de la distribution en rapidité des J/ψ , calculés numériquement selon l'expression (VI.5) **sans les mesures faites à mi-rapidité**, en p + p et pour différentes tranches en centralité en Cu + Cu et Au + Au.

en précision sur les valeurs du facteur de modification nucléaire en fonction de la rapidité, désormais valables pour $1,2 < |y| < 2,2$ et reportées par tranche de centralité des collisions Cu + Cu et Au + Au sur la figure VI.10. Cette figure résume ainsi l'évolution de la forme en rapidité de la suppression du J/ψ selon le nombre de participants impliqués dans la collision, les différentes tranches en centralité des collisions Cu + Cu et Au + Au étant classées par valeur croissante de $\langle N_{part} \rangle$. Deux constatations frappantes en émergent.

- Plus le nombre de participants est important, plus l'amplitude moyenne de la suppression est élevée. Ceci n'est pas un fait nouveau en soi, mais souligne la cohérence de ce que nous observons sur cette figure et la dépendance en centralité de la suppression, déjà commentée (cf section VI.3.1).
- **À mesure que le nombre de participants croît, la forme de la dépendance en rapidité du R_{AA} passe progressivement d'une forme en V plutôt concave (ou plus précisément une forme en M ou en bosses de chameau lorsque plus de partitions en rapidité sont disponibles) à une forme convexe.** L'occurrence de cette forme convexe pour les deux plus grandes valeurs de $\langle N_{part} \rangle$ traduit le fait que la suppression est plus importante vers l'avant qu'à rapidité centrale.

VI.3.3 Dépendance en impulsion transverse de la production de J/ψ

Distribution invariante du p_T des J/ψ pour différentes tranches de centralité

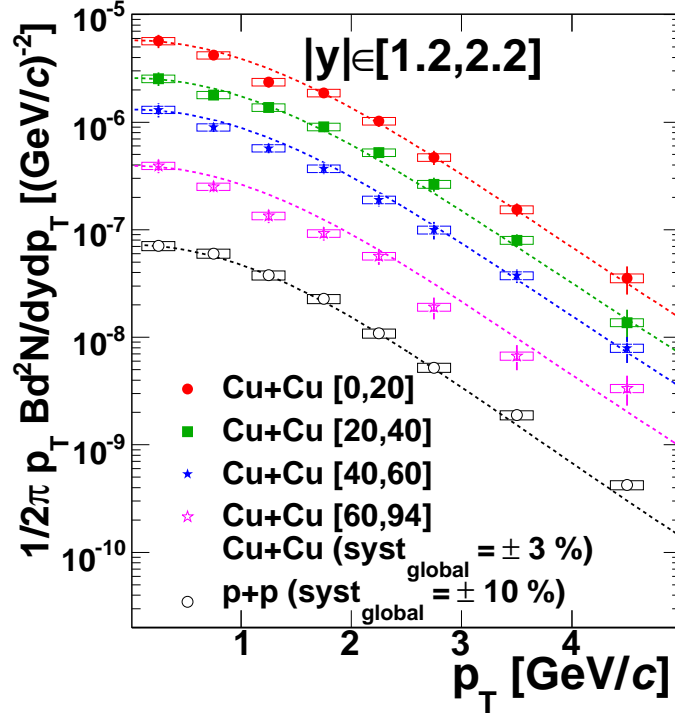


FIG. VI.11: Distributions invariantes du p_T des $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ pour différentes tranches de centralité des collisions Cu + Cu. Elles peuvent être comparées à la distribution obtenue en p + p, laquelle a été ajoutée sur la figure.

La figure VI.11 représente la distribution invariante⁹ $B \frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T dy}$ de l'impulsion transverse p_T des J/ψ pour quatre tranches en centralité des collisions Cu + Cu. La distribution invariante mesurée lors de collisions p + p y est également reportée à des fins de comparaison. Le domaine en p_T balayé s'étend jusqu'à 6 GeV/c. L'importante statistique disponible (plus de neuf milles J/ψ) permet de disposer d'un maximum de neuf tranches en p_T (d'une largeur de 0,5 GeV/c en-dessous de 3 GeV/c, et d'une largeur de 1 GeV/c au-dessus de cette valeur). Chaque spectre en p_T ainsi obtenu peut être raisonnablement décrit par la fonction de Kaplan ci-après :

⁹Notons que les valeurs de $B \frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T dy}$ reportées sur la figure ont été multipliées par un facteur de correction dit « up-down ». En effet, $B \frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T dy}$ varie très rapidement sur la largeur de chaque tranche en p_T . En conséquence, lorsque pondérée par cette distribution, la valeur moyenne du p_T sur cet intervalle diffère du milieu de cet intervalle. Sans correction up-down, il faudrait que l'abscisse de $B \frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T dy}$ soit égale à cette valeur moyenne pondérée du p_T . Les corrections up-down sont nécessaires parce que nous voulons garder comme abscisse le milieu de chaque intervalle en p_T .

$$f^i(p_T) = A \left[1 + \left(\frac{p_T}{B} \right)^2 \right]^C \quad (\text{VI.6})$$

où A , B et C sont les trois paramètres de la fonction $f^i(p_T)$ utilisée pour ajuster la distribution invariante du p_T pour la $i^{\text{ème}}$ tranche en centralité.

Les ajustements du spectre en p_T réalisés avec cette fonction sont représentés en pointillés sur la figure VI.11, l'exposant $C = -6$ étant fixé¹⁰ dans le cas présent. Si nous nous référons à cette figure, la forme du spectre en p_T ne semble pas évoluer lorsque nous passons des collisions p + p aux collisions Cu + Cu les plus centrales.

Évolution du $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ en fonction de N_{part} ou de N_{coll}

La valeur moyenne du carré de l'impulsion transverse $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ par tranche de centralité des collisions Cu + Cu peut être extraite de manière numérique des spectres en p_T présentés sur la figure VI.11 et ce selon le procédé expliqué ci-après.

Pour une tranche i donnée en centralité, le $\langle p_T^2 \rangle^i$ du J/ψ est évalué à partir de la mesure de $d^2N^{ik}/dp_T dy$ par $k^{\text{ème}}$ partition en p_T , selon l'expression classique :

$$\langle p_T^2 \rangle^i = \frac{\sum_k \langle p_T^2 \rangle^{ik} \frac{d^2N^{ik}}{dp_T dy} \Delta p_T^k}{\sum_k \frac{d^2N^{ik}}{dp_T dy} \Delta p_T^k} \quad (\text{VI.7})$$

où :

- Δp_T^k est la largeur de la $k^{\text{ème}}$ partition en p_T définie comme $[p_T^k; p_T^{k+1}]$;
- la valeur $\langle p_T^2 \rangle^{ik}$ est obtenue en considérant la variation rapide du spectre en p_T du J/ψ , cette variation étant approximée par la fonction $p_T f^i(p_T)$ qui ajuste au mieux $d^2N^{ik}/dp_T dy$ en fonction de p_T :

$$\langle p_T^2 \rangle^{ik} = \frac{\int_{p_T^k}^{p_T^{k+1}} x^2 \cdot x f^i(x) dx}{\int_{p_T^k}^{p_T^{k+1}} x f^i(x) dx} \quad (\text{VI.8})$$

Les expressions ci-dessus utilisées pour évaluer le $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ permettent de faire intervenir de manière minimale l'hypothèse sur la forme de la distribution invariante en p_T (ici, la fonction $f(p_T)$ de Kaplan avec l'exposant laissé libre). Leur corollaire est de limiter l'intervalle où est évalué le $\langle p_T^2 \rangle$ à celui où existent des valeurs mesurées de $d^2N^{ik}/dp_T dy$. Ce ne serait pas le cas si un ajustement était utilisé

¹⁰Le choix de l'exposant (-6) pour la fonction de Kaplan permet de relier facilement le paramètre B à la valeur moyenne du carré de l'impulsion transverse : $\langle p_T^2 \rangle = B^2/4$. Bien que cette dernière n'ait pas été calculée de cette façon, cela permet de se convaincre que la forme de la distribution en p_T ne change quasiment pas en passant des collisions p + p aux collisions Cu + Cu les plus centrales puisque la valeur correspondante du $\langle p_T^2 \rangle$ varie très peu (cf paragraphe suivant).

en lieu et place de ces valeurs mesurées ; mais le $\langle p_T^2 \rangle$ ainsi obtenu serait tributaire de la forme du spectre inconnue à haut p_T .

Le $\langle p_T^2 \rangle$ mesuré par tranche de centralité dans les collisions Cu + Cu est reporté en fonction de N_{part} puis en fonction de N_{coll} sur la figure VI.12. Les valeurs du $\langle p_T^2 \rangle$ mesurées dans les collisions p + p y ont été ajoutées, ainsi que celles obtenues en Au + Au sur le deuxième volet de la figure. L'évolution du $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ avec N_{coll} (ou N_{part}) est compatible avec l'hypothèse d'une valeur quasi-constante du $\langle p_T^2 \rangle$, ou tout au plus d'une augmentation modérée comme le suggèrent les deux derniers points correspondant aux collisions Au + Au les plus centrales à rapidité avant. Pour information, les valeurs numériques du $\langle p_T^2 \rangle$ sont aussi reportées par N_{coll} décroissant dans le tableau VI.5.

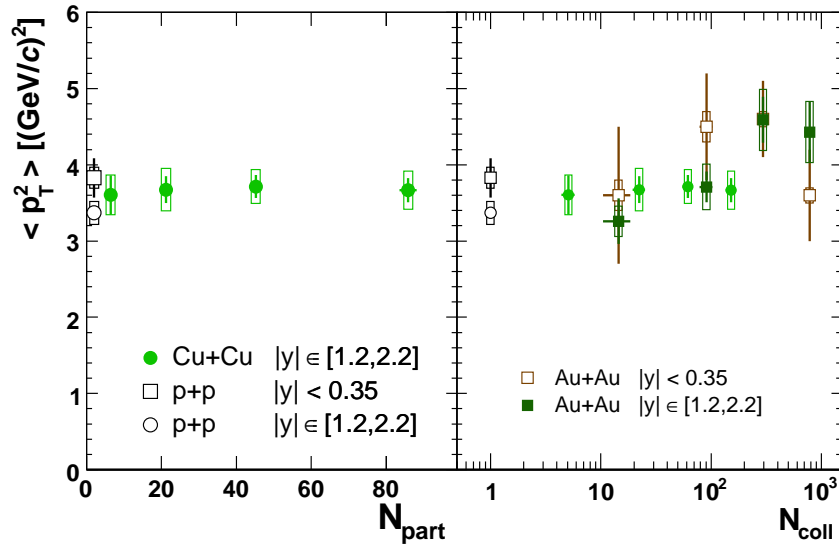


FIG. VI.12: Évolution du $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ en fonction de N_{part} (à gauche) ou en fonction de N_{coll} (à droite) mesuré lors des collisions p + p et Cu + Cu uniquement (à gauche) et Au + Au (à droite).

$\langle N_{coll} \rangle$	espèces	centralité (%)	$\langle p_T^2 \rangle (\text{GeV}/c)^2$	
			$ y < 0,35$	$1,2 < y < 2,2$
779 ± 75	Au + Au	0 – 20	$3,6 \pm 0,6 \pm 0,1$	$4,4 \pm 0,4 \pm 0,4$
280 ± 31	Au + Au	20 – 40	$4,6 \pm 0,5 \pm 0,1$	$4,6 \pm 0,3 \pm 0,4$
152 ± 17	Cu + Cu	0 – 20		$3,7 \pm 0,2 \pm 0,3$
91 ± 12	Au + Au	40 – 60	$4,5 \pm 0,7 \pm 0,2$	$3,7 \pm 0,2 \pm 0,3$
62 ± 7	Cu + Cu	20 – 40		$3,7 \pm 0,2 \pm 0,2$
22 ± 3	Cu + Cu	40 – 60		$3,7 \pm 0,2 \pm 0,3$
15 ± 4	Au + Au	60 – 93	$3,6 \pm 0,9 \pm 0,2$	$3,3 \pm 0,3 \pm 0,2$
5 ± 1	Cu + Cu	60 – 94		$3,6 \pm 0,3 \pm 0,3$
1	p + p		$4,1 \pm 0,2 \pm 0,1$	$3,4 \pm 0,1 \pm 0,1$

TAB. VI.5: Valeurs du $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ rangées par N_{coll} décroissant, mesurées dans les deux domaines de rapidité (à mi-rapidité et vers l'avant), et extraites numériquement du spectre en p_T des J/ψ produits lors des collisions p + p, Cu + Cu et Au + Au. Deux différentes catégories d'incertitude sont indiquées : la première est non-corrélée (statistique et systématique), tandis que la seconde relève d'erreur systématique corrélée sur le spectre en p_T du J/ψ . Les valeurs indiquées pour p + p et Au + Au sont extraites de [99]. Pour faciliter la comparaison, toutes les valeurs indiquées sont obtenues en considérant le spectre en p_T correspondant dans l'intervalle $p_T \in [0; 5] \text{ GeV}/c$.

R_{AA} en fonction de p_T pour différents N_{part}

La figure VI.13 montre l'évolution de la dépendance en p_T de la suppression du J/ψ , en terme de R_{AA} , pour différentes tranches en centralité des collisions Cu + Cu et Au + Au organisées en N_{part} croissant. Contrairement à ce que nous avons pu constater pour la dépendance en rapidité, la forme quasi-plate de la dépendance en impulsion transverse du R_{AA} n'évolue pratiquement pas lorsque N_{part} croît. Seule l'amplitude moyenne de la suppression au sein d'une tranche donnée en centralité augmente avec des valeurs de plus en plus élevées de N_{part} .

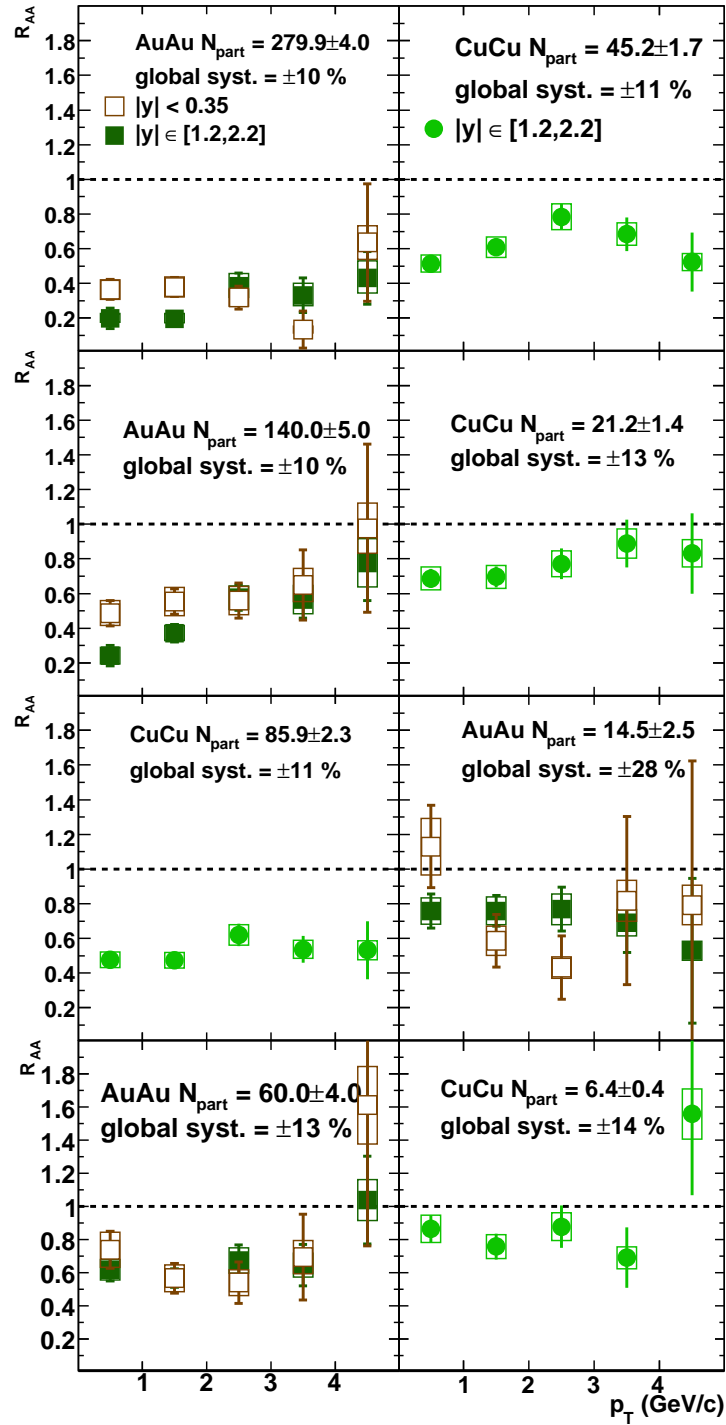


FIG. VI.13: Facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction de l'impulsion transverse pour quatre différentes tranches de centralité des collisions Cu + Cu et Au + Au (0–20%, 20–40%, 40–60% et 60–93, 94%), classées par N_{part} croissant (du bas à droite vers le haut à gauche). Les valeurs reportées pour $1, 2 < |y| < 2, 2$ résultent de la combinaison des mesures effectuées dans les deux bras muon Nord et Sud ; les mesures réalisées dans les bras centraux correspondent aux points annotés $|y| < 0, 35$. Les erreurs systématiques globales citées sur les figures sont celles qui sont indépendantes d'une classe de centralité à l'autre pour une même espèce : il s'agit donc de l'erreur systématique sur $\langle N_{coll}^i \rangle$. Les erreurs systématiques globales indépendantes d'une espèce à l'autre, c.-à-d. pour Cu + Cu et Au + Au (dues à l'incertitude sur le nombre d'événements *minimum bias* analysés), ne sont pas citées sur la figure et sont respectivement de 3% et 1%.

VI.4 Comparaison aux modèles

VI.4.1 Effets nucléaires froids au RHIC

Ainsi que nous l'avons décrit dans la section II.2, deux types d'effets nucléaires froids sont à considérer à RHIC :

- l'absorption nucléaire normale, où la pré-résonance $c\bar{c}$ est détruite en raison des interactions inélastiques avec les nucléons du projectile ou de la cible ;
- le *shadowing*, qui qualifie le fait qu'à haute énergie \sqrt{s} , la densité de gluons dans un nucléon appartenant à un noyau est différente de celle rencontré au sein d'un nucléon libre.

VI.4.1.1 Effets froids dans les collisions Cu + Cu

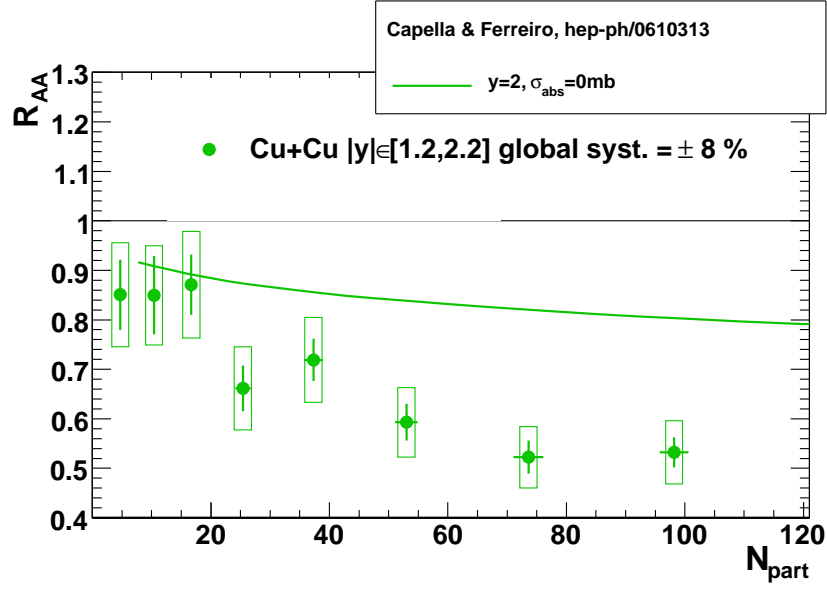
Les figures VI.14(a) et VI.14(b) illustrent la comparaison de la suppression du J/ψ dans les collisions Cu + Cu et les prédictions respectives des effets froids selon les modèles CF *shadowing* et EKS *shadowing*. Dans le cas de ce dernier modèle, différentes sections efficaces d'absorption nucléaire sont considérées, 0, 1 et 3 mb. Notons que dans le cas où la section efficace d'absorption considérée dans EKS *shadowing* est égale à 1 mb, les deux modèles donnent une estimation des effets froids très similaire. Lorsque σ_{abs} varie dans ce dernier modèle, l'importance des effets nucléaires varie de manière considérable. Ces valeurs extrêmes peuvent être utilisées comme incertitude sur la fraction de la suppression du J/ψ imputable aux effets nucléaires froids. Ainsi, en considérant cette marge d'erreur, la suppression va au-delà des effets froids dans les collisions Cu + Cu, et ce pour $N_{part} \geq 50$.

VI.4.1.2 Effets froids dans les collisions Au + Au et Cu + Cu

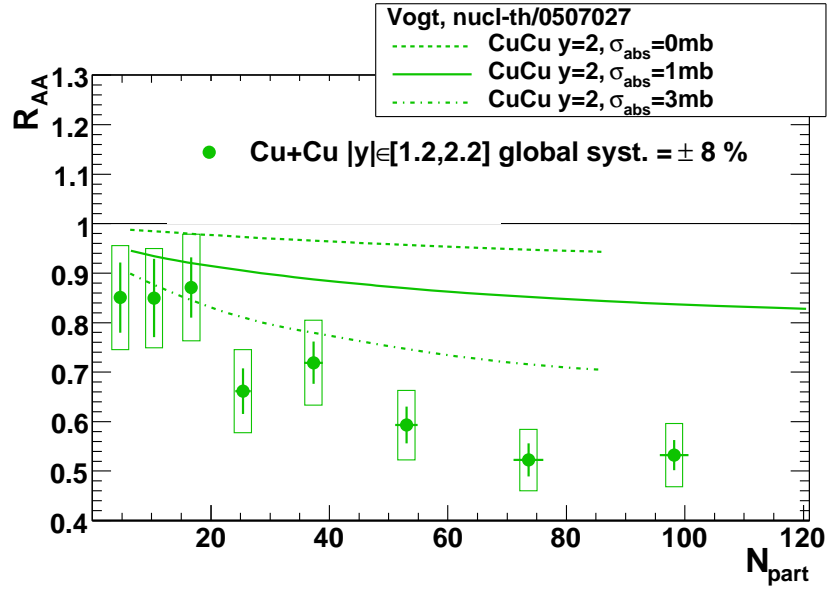
En incluant les données Au + Au (à rapidité avant) en plus des données Cu + Cu, les figures VI.15(a) et VI.15(b) étendent la comparaison entre résultats et modélisations des effets froids à un plus large intervalle en nombre de nucléons participants. À N_{part} donné, les prédictions des modèles ne dépendent que très peu du système considéré, aussi, pour plus de clarté, nous n'avons reporté sur ces figures que les estimations obtenues en considérant le système Au + Au. Nous étendons aux résultats Au + Au les conclusions précédemment formulées pour les collisions Cu + Cu : la suppression du J/ψ , de plus en plus importante avec N_{part} , va au-delà des effets nucléaires froids pour $N_{part} \geq 50$; la magnitude de la différence entre la suppression observée et celle attendue augmente avec N_{part} jusqu'à atteindre environ un facteur cinq dans les collisions Au + Au les plus centrales.

VI.4.1.3 Comparaison de la fraction d'effets froids à mi-rapacité et à rapidité avant

Nous avons vu à la section VI.3.1 (page 172) que la suppression du J/ψ observée dans les collisions Au + Au à mi-rapacité est inférieure à celle qui est vue à

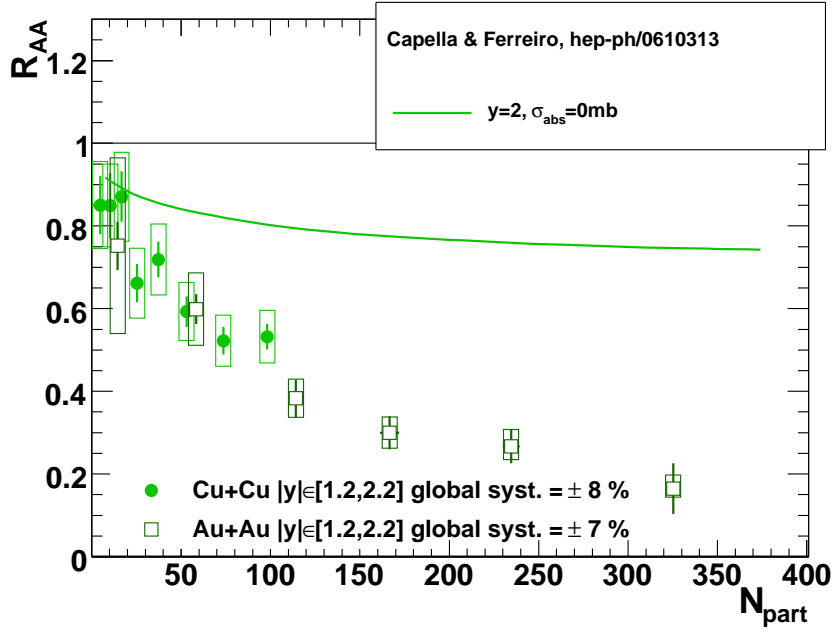


(a) En trait plein, effet froid modélisé selon [83], décrit sous le nom de CF *shadowing* (pas d'absorption nucléaire) dans le texte.

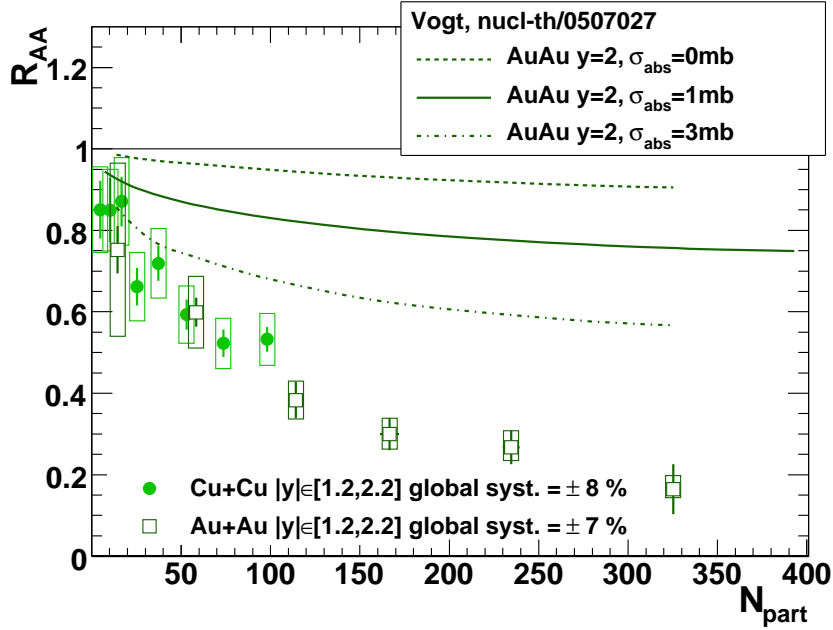


(b) Les différentes courbes représentent les effets froids modélisés selon [76, 77], et sont obtenues d'après une modélisation EKS du *shadowing* et différentes valeurs de la section efficace d'absorption nucléaire (de 0 à 3 mb). La valeur de la section efficace favorisée par la comparaison des prédictions du modèle au données d + Au est en trait plein ($\sigma_{abs} = 1\text{mb}$).

FIG. VI.14: Comparaison de la dépendance en centralité de la suppression du J/ψ , observée vers l'avant en terme de rapidité, dans les collisions Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV à différentes modélisations des effets nucléaires froids.



(a) En trait plein, effet froid modélisé selon [83], décrit sous le nom de CF *shadowing* (pas d'absorption nucléaire) dans le texte.



(b) Les différentes courbes représentent les effets froids modélisés selon [76, 77], et sont obtenues d'après une modélisation EKS du *shadowing* et différentes valeurs de la section efficace d'absorption nucléaire (de 0 à 3 mb). La valeur de la section efficace favorisée par la comparaison des prédictions du modèle au données d + Au est en trait plein ($\sigma_{abs} = 1\text{mb}$).

FIG. VI.15: Comparaison de la dépendance en centralité de la suppression du J/ψ , observée vers l'avant en terme de rapidité, dans les collisions Cu + Cu et Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV}$ à différentes modélisations des effets nucléaires froids.

rapidité avant, et ce dès $N_{part} \sim 115$. Dans l'hypothèse où les effets froids lors de collisions symétriques ne dépendent que très peu de la rapidité, la fraction d'effets froids à mi-rapidité sera donc plus importante que celle à grande rapidité. C'est le cas dans le cadre du modèle CF *shadowing*, où les effets froids obtenus à mi-rapidité ne diffèrent quasiment pas de ceux estimés à rapidité avant. Les estimations des effets froids dans le modèle EKS *shadowing* indiquent quant à elles une valeur plus importante à mi-rapidité qu'à grande rapidité, comme cela peut être constaté sur la figure VI.16(b). La conjugaison de ces deux effets implique qu'à mi-rapidité dans les collisions Au + Au :

- la suppression du J/ψ reste compatible avec les effets froids jusqu'à $N_{part} \sim 170$;
- la suppression au-delà des effets froids est plus modeste qu'à grande rapidité.

VI.4.1.4 Les effets froids comme nouvelle référence

Afin de comparer plus aisément la suppression au-delà des effets froids à mi-rapidité et à rapidité avant, nous avons reporté sur la figure VI.17 le rapport du facteur de modification nucléaire divisé par les effets froids évalués selon le modèle EKS *shadowing* au N_{part} considéré. Ce rapport sera désormais noté R_{AA}/CNM ¹¹. La valeur de la section efficace d'absorption est prise égale à 1 mb et les incertitudes inhérentes à l'évaluation de l'absorption nucléaire (entre 0 et 3 mb) sont sommées quadratiquement aux erreurs systématiques corrélées sur le R_{AA} . Les erreurs systématiques relatives résultantes sont par conséquent bien plus importantes. Cette figure montre de manière explicite que la suppression au-delà des effets froids à mi-rapidité suit une évolution significativement différente de celle qui est observée à rapidité avant. Dans ce dernier cas, la suppression décroche assez vite de l'unité (au moins dès $N_{part} \sim 50$) et s'accroît de manière monotone jusqu'à grand N_{part} . À mi-rapidité, R_{AA}/CNM semble suivre un plateau, compatible avec l'unité, jusqu'à $N_{part} \sim 170$, valeur à partir de laquelle la suppression s'amorce jusqu'à atteindre une valeur plus modeste qu'à grande rapidité.

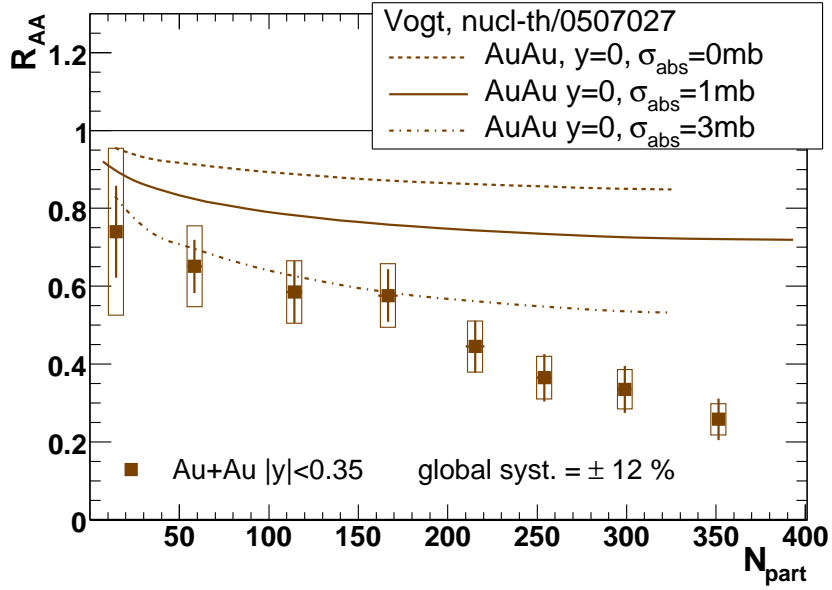
VI.4.2 Comparaison des effets nucléaires froids au RHIC et au SPS

Sur la figure VI.18(a) est reportée la dépendance en centralité du facteur de modification nucléaire respectivement déterminée à mi-rapidité et à rapidité avant au RHIC (en Au + Au) et comparé au SPS (en S + U, In + In et Pb + Pb). Les effets froids respectifs sont également représentés :

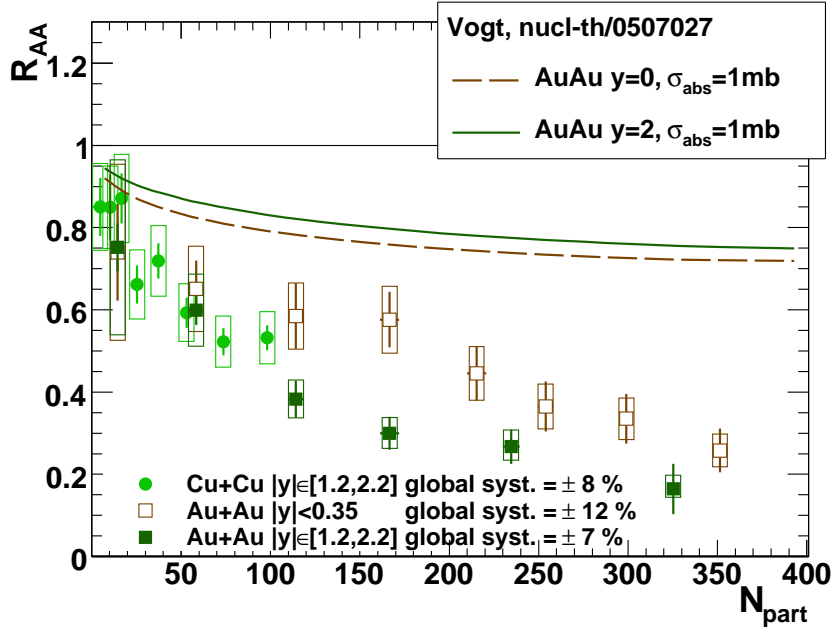
- au RHIC, ils ont été évalués selon le modèle EKS *shadowing* auquel s'ajoute une absorption nucléaire dont la section efficace est inférieure à 3 mb ;
- au SPS, les effets froids mesurés dans les collisions p + A sont remarquablement bien ajustés selon l'équation (II.23) qui décrit l'absorption nucléaire, et ce avec $\sigma_{abs} = 4, 18 \pm 0, 35$ mb.

Ainsi, la section efficace d'absorption nucléaire semble diminuer avec $\sqrt{s_{NN}}$. Notons également que l'(anti-) *shadowing* semble négligeable au SPS, l'absorption nucléaire

¹¹CNM pour *Cold Nuclear Matter effects*



(a) Estimation de la fraction d'effets froids dans la suppression du J/ψ en fonction de la centralité dans les collisions Au + Au à mi-rapacité.



(b) Estimation de la fraction d'effets froids dans la suppression du J/ψ en fonction de la centralité à mi-rapacité et à rapidité avant. La rapidité considérée dans la modélisation des effets froids est indiquée dans la légende.

FIG. VI.16: Dépendance en centralité de la suppression du J/ψ , observée à rapidité centrale ou vers l'avant dans les collisions Au + Au, observée vers l'avant uniquement dans les collisions Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, comparée à la modélisation EKS *shadowing* [76, 77] des effets nucléaires froids. Les différentes courbes représentent différentes valeurs de la section efficace d'absorption nucléaire (de 0 à 3 mb).

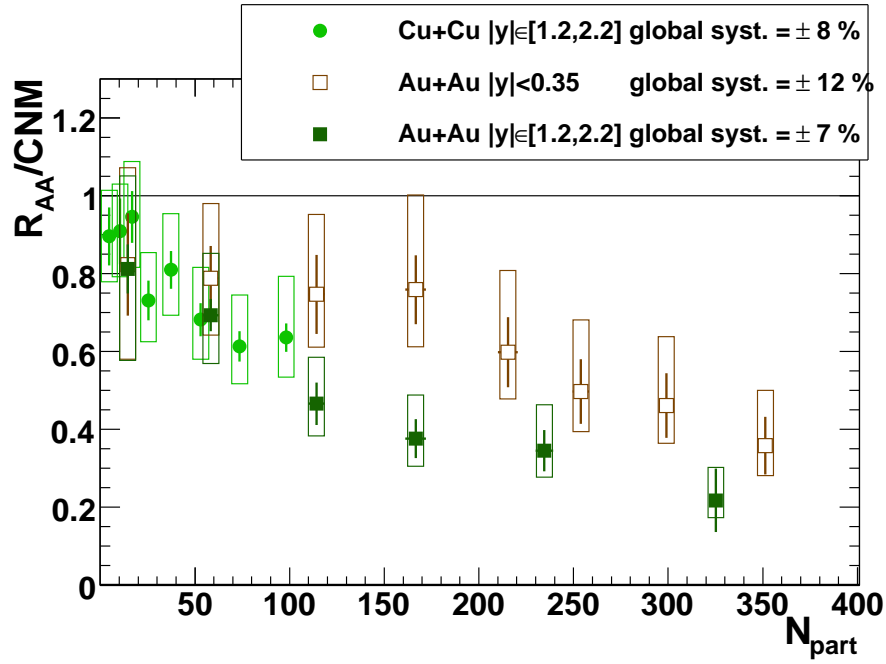


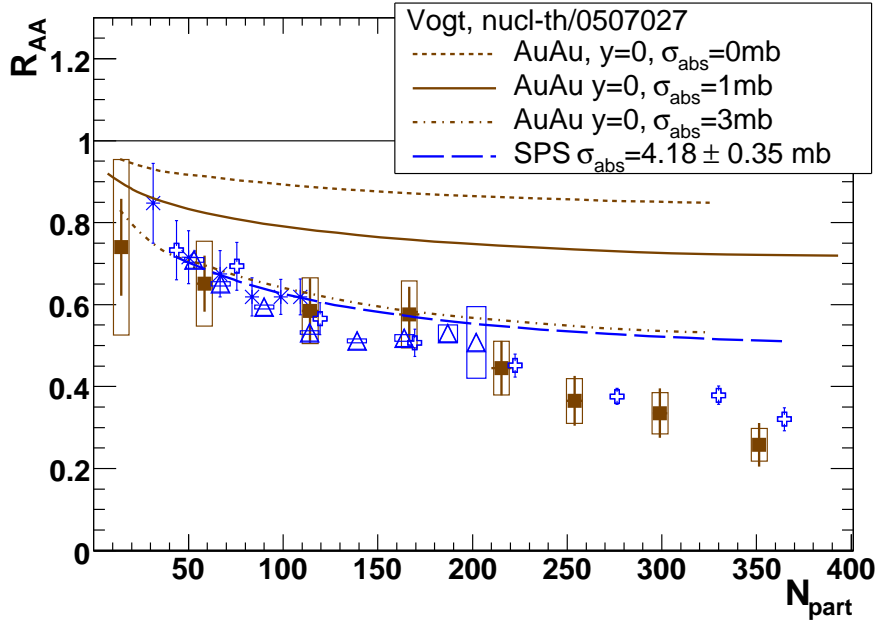
FIG. VI.17: Dépendance en centralité du facteur de modification nucléaire normalisé par les effets froids évalués selon le modèle EKS *shadowing*. Les incertitudes dues à σ_{abs} sont additionnées quadratiquement aux erreurs systématiques corrélées sur le R_{AA} .

seule décrivant de manière satisfaisante la suppression normale du J/ψ dans les collisions $p + A$ aux énergies du SPS.

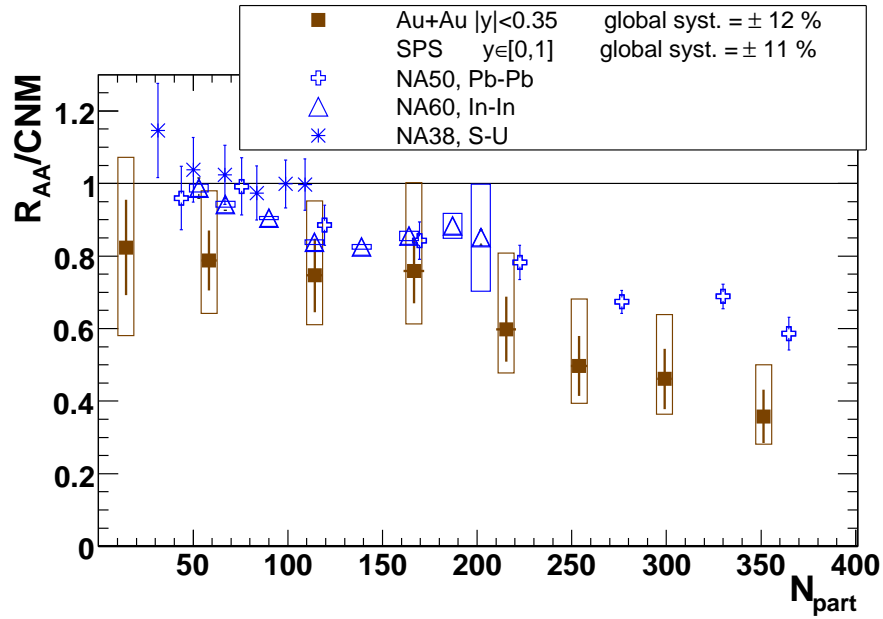
La figure VI.18(b) montre la dépendance en centralité du rapport R_{AA}/CNM au RHIC et au SPS. Au SPS, la suppression vue lors des collisions $S + U$ est entièrement décrite par les effets nucléaires froids. C'est également le cas jusqu'à $N_{part} \sim 100$ dans les collisions $In + In$ et $Pb + Pb$. Au-delà, la suppression déterminée au SPS dévie des effets froids. Au RHIC, en raison de l'effet conjugué des incertitudes sur le R_{AA} et sur les effets froids, le rapport R_{AA}/CNM déterminé dans les collisions $Au + Au$ à mi-rapacité suit un comportement similaire à celui observé au SPS.

VI.4.3 Au-delà des effets froids

Nous avons établi qu'à RHIC, la suppression du J/ψ dans les collisions $Cu + Cu$ et $Au + Au$ à $\sqrt{s_{NN}}$ va effectivement au-delà des effets nucléaires froids, et ce malgré d'importantes incertitudes sur la détermination desdits effets froids. Il faut à présent essayer de comprendre quels sont les mécanismes supplémentaires de suppression à l'oeuvre. Ceux-ci se rangent dans deux catégories de modèles : ceux qui considèrent que la suppression observée reste « normale » c-à-d. non imputable à la formation du QGP, et ceux dont les implications découlent de l'hypothèse de formation du QGP.



(a) Effets nucléaires froids et dépendance en centralité du facteur de modification nucléaire déterminé dans les collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV à mi-rapacité au RHIC, et à mi-rapacité au SPS dans les collisions S + U, In + In et Pb + Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17$ GeV.



(b) Dépendance en centralité du rapport du facteur de modification nucléaire déterminé à mi-rapacité au RHIC et au SPS sur les effets froids correspondants.

FIG. VI.18: Comparaison du facteur de modification nucléaire et des effets froids au RHIC et au SPS. Les effets froids sont évalués selon le modèle EKS *shadowing* à RHIC, et selon une absorption nucléaire de section efficace $4,18 \pm 0,35$ mb au SPS.

Les premiers comme les seconds ont rendu compte des données du SPS avec succès. Nous verrons donc dans un premier temps ce que prédisent ces modèles lorsqu’extrapolés à l’énergie du RHIC. Leur comparaison avec les résultats expérimentaux au RHIC ont favorisé l’émergence d’une nouvelle classe de modèles, s’appuyant sur la recombinaison. Nous verrons dans un deuxième temps la confrontation de ces modèles aux mêmes résultats expérimentaux. Enfin, nous ré-examinerons la pertinence du modèle original de dissociation séquentielle des *charmonia* comme mécanisme de suppression anormale du J/ψ .

VI.4.3.1 Modèles en accord avec les données du SPS

Dissociation due à l’interaction avec des co-voyageurs

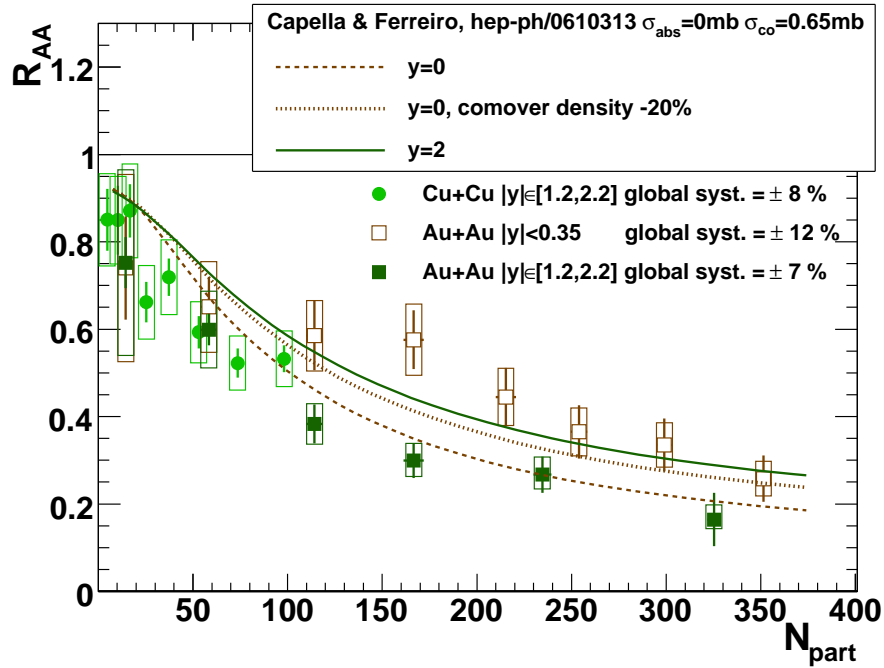


FIG. VI.19: Confrontation du modèle des co-voyageurs [86, 83] aux résultats expérimentaux du RHIC sur la dépendance en centralité de la suppression du J/ψ dans les collisions Cu + Cu et Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les courbes représentent les prédictions du modèle pour une section efficace d’absorption nucléaire $\sigma_{abs} = 0$ mb et une section efficace d’interaction inélastique de la paire $c\bar{c}$ avec les co-voyageurs $\sigma_{co} = 0,65$ mb : en trait plein à rapidité avant, en tireté et en pointillé à mi-rapacité. La courbe en pointillé est obtenue en diminuant la densité initiale de co-voyageurs de 20%.

À l’instar de l’interaction inélastique de la paire $c\bar{c}$ avec les nucléons (conduisant à l’absorption nucléaire), les auteurs du modèle des co-voyageurs [86] envisagent l’idée selon laquelle le J/ψ peut être détruit par les interactions avec des particules

secondaires, qui se meuvent à la même vitesse relative que le J/ψ (d'où leur nom de co-voyageurs¹²). Lors des collisions d'ions, ces interactions n'ont une probabilité significative de détruire le J/ψ que si la densité $N^{co}(b, s, y)$ des co-voyageurs dans le milieu produit est supérieure à la densité N_{pp} obtenue dans les collisions p + p. En négligeant l'expansion transverse du milieu créé, l'évolution de la densité de co-voyageurs avec le temps propre τ suit une loi en $1/\tau$. La probabilité de survie du J/ψ est alors la solution de l'équation différentielle [86] :

$$\frac{dN^{J/\psi}(b, s, y)}{d\tau} = -\sigma_{co} N^{J/\psi}(b, s, y) \frac{N^{co}(b, s, y)}{\tau} \quad (\text{VI.9})$$

où $N^{J/\psi}$ est la densité de J/ψ par unité de surface transverse d^2s , b est le paramètre d'impact, s désigne les coordonnées d'un point sur la surface transverse, y est la rapidité et σ_{co} est la section efficace d'interaction inélastique moyenne du J/ψ avec les co-voyageurs. Il s'agit d'une moyenne car les résonances $\psi(2S)$ et χ_c qui se désintègrent en J/ψ sont aussi considérées, ainsi que les différentes espèces de hadrons qui constituent la population de co-voyageurs. Au SPS, le modèle permettait de décrire la suppression anormale observée dans les collisions Pb + Pb avec $\sigma_{co} = 0,65$ mb. Cette valeur de la section efficace est considérée comme inchangée au RHIC.

La solution de cette équation s'écrit en fonction de la **densité initiale N^{co} de co-voyageurs** :

$$S^{co}(b, s) = \exp \left[-\sigma_{co} N^{co}(b, s, y) \ln \left(\frac{N^{co}(b, s, y)}{N_{pp}} \right) \right] \quad (\text{VI.10})$$

où :

- la densité initiale de co-voyageurs N^{co} est calculée selon le *Dual Parton Model* [128], utilisé pour décrire la production de particules et qui reproduit effectivement les multiplicités observées ;
- la dissociation du J/ψ par les interactions avec les co-voyageurs s'arrête quand $N^{co}(b, s, y) = N_{pp}$.

Notons qu'**une densité initiale de co-voyageurs plus importante est requise au RHIC par rapport au SPS puisque la multiplicité totale au RHIC est environ deux fois plus élevée qu'au SPS** [129]. Il en résulte une probabilité de survie du J/ψ plus faible au RHIC qu'au SPS. Quant à la valeur de N_{pp} , elle est déterminée à rapidité nulle à partir de la mesure de la multiplicité de hadrons chargés dans les collisions p + p :

$$N_{pp} = \frac{3}{2} \frac{\left. \frac{dN_{ch}}{dy} \right|_{pp, y=0}}{\pi R_p^2} \quad (\text{VI.11})$$

où le facteur $3/2$ permet de recouvrir la multiplicité non-mesurée emportée par les hadrons neutres. Au RHIC, $N_{pp} \sim 2,24 \text{ fm}^{-2}$, ce qui est supérieur à la valeur trouvée pour le SPS ($N_{pp} \sim 1,15 \text{ fm}^{-2}$).

¹²En anglais, *comovers*.

Les effets importants du *shadowing* au RHIC conduisent aussi à une diminution de la production de particules secondaires. Aussi convient-il de tenir compte de leur impact au niveau de la densité initiale de co-voyageurs, en corrigeant celle-ci du facteur de réduction $S_{sh}(b, s, y)$ dû au *shadowing* :

$$N^{co}(b, s, y) \longrightarrow N^{co}(b, s, y) S_{sh}(b, s, y) \quad (\text{VI.12})$$

Le modèle CF *shadowing* a été utilisé par les auteurs de [86] au RHIC. Notons qu'au SPS, une telle correction par $S_{sh}(b, s, y)$ est inutile vu que le *shadowing* y est négligeable. Par contre, il faut y tenir compte de l'absorption (rappelons qu'à l'énergie du RHIC, les mêmes auteurs argumentent qu'elle est nulle). La raison est la suivante : dans le modèle des co-voyageurs, seuls les *charmonia* qui ont survécu au passage dans la matière nucléaire peuvent ultérieurement souffrir des interactions avec le milieu créé, peuplé de co-voyageurs hadroniques.

La figure VI.19 montre la dépendance en centralité de la suppression du J/ψ prédite aux énergies du RHIC dans les collisions Au + Au. Le comportement prédit dans les collisions Cu + Cu est très proche de celui évalué dans le cadre du modèle pour un même N_{part} . Le modèle fournit une évaluation de la suppression à mi-rapidité et à rapidité avant, ainsi que l'effet de la diminution de la densité initiale de co-voyageurs (−20%) à mi-rapidité. Nous pouvons constater que :

- **Le modèle donne une estimation de la suppression trop pessimiste à mi-rapidité, en comparaison des données, et trop optimiste à rapidité avant.** Or rappelons que le CF *shadowing* est quasi-indépendant de la rapidité dans le cas de collision d'ions symétriques. En conséquence, la dépendance de l'amplitude de la suppression avec la rapidité reflète la dépendance de la probabilité de survie du J/ψ associée aux seules interactions avec les co-voyageurs. **Cela est cohérent avec le fait que la densité initiale de co-voyageurs est plus importante à mi-rapidité, où la multiplicité de particules est la plus élevée, qu'à rapidité avant. Ce résultat peut d'ailleurs être généralisé à tout modèle de suppression fondé sur la densité initiale** (que ce soit de co-voyageurs hadroniques ou de partons déconfinés), puisque la densité à mi-rapidité est toujours supérieure à celle à rapidité avant.
- Une diminution de 20% de la densité initiale de co-voyageurs permet à la prédiction à mi-rapidité du modèle d'être en meilleur accord avec la limite inférieure des données Au + Au à mi-rapidité.

Dissociation due à des gluons thermiques durs

Cette catégorie de modèles repose sur les idées suivantes. L'énergie de liaison du J/ψ est élevée. Elle peut être estimée [21, 19] selon la différence de masse existant entre le seuil de production du charme ouvert et la masse du J/ψ : $\Delta E_{J/\psi} = 2M_D - M_{J/\psi} \simeq 0,64 \text{ GeV}$, ce qui est significativement supérieur à Λ_{QCD} . En conséquence, la taille du J/ψ est bien plus faible que celle d'un hadron typique : $r_{J/\psi} \simeq 0,2 \text{ fm} \ll \Lambda_{QCD}^{-1} \simeq 1 \text{ fm}$. Ceci implique qu'une fois formé, le J/ψ ne peut être dissocié que par des gluons suffisamment durs, d'énergie au moins de l'ordre de $\Delta E_{J/\psi}$. Or

l'impulsion moyenne des gluons au sein d'un hadron n'est que d'environ un dixième de GeV, ce qui indique que la contribution de ces gluons à la dissociation du J/ψ est marginale¹³. En comparaison, l'impulsion portée en moyenne par les gluons issus d'un milieu déconfiné est de l'ordre de $3T$: pour une température $T > 1,15T_c$, les gluons peuvent donc dissocier le J/ψ (et à moindre température, le $\psi(2S)$ et le χ_c), suivant la réaction

$$g + \Psi \rightarrow c + \bar{c} \quad (\text{VI.13})$$

où Ψ désigne un charmonium générique.

Cette réaction se produit à un taux qui est fonction de la distribution de l'impulsion k des gluons $f_g(k, T)$ dans le milieu déconfiné et de la section efficace σ_{diss} associée au processus. Les gluons sont supposés thermalisés, de sorte que ces modèles sont applicables à un temps τ_0 à partir duquel le QGP est thermalisé. Typiquement, $\tau_0 \simeq 0,6 \text{ fm}/c$ au RHIC, et $\tau_0 \simeq 1 \text{ fm}/c$ au SPS. La section efficace σ_{diss} peut être calculée suivant la pQCD [130] et est de l'ordre de $1,5 \text{ mb}$ [131]. Nous comparons ci-après trois exemples de modèles différents, abondamment cités dans la littérature. Les modèles de Xu [130] et de Thews [132, 133] utilisent la valeur de σ_{diss} calculée lorsque le processus (VI.13) se produit dans le vide. Le modèle de Rapp [134, 135, 131] considère que σ_{diss} dépend de l'énergie de liaison du Ψ dans le milieu, cette énergie de liaison est à son tour dépendante de la température du milieu. Par exemple, pour le $\psi(2S)$ et pour le χ_c , l'énergie de liaison est approximativement nulle au-dessus de T_c . Pour le J/ψ , $\Delta E_{J/\psi} = 250 \text{ MeV}$ à $T \simeq 170 \text{ MeV}$, elle décroît à $\Delta E_{J/\psi} \simeq 100 \text{ MeV}$ à $T = 230 \text{ MeV}$, et s'annule vers $T \simeq 360 \text{ MeV}$. Dans ce cas, la section efficace de la gluo-dissociation (VI.13) devient inefficace et le processus dominant est plutôt la dissociation « quasi-libre »

$$p + \Psi \rightarrow p + c + \bar{c} \quad (\text{VI.14})$$

où p désigne un parton quelconque (quark, anti-quark ou gluon). Les réactions de dissociation mènent à une décroissance du nombre de Ψ en fonction du temps propre selon :

$$\frac{dN_\Psi}{d\tau} = -\Gamma_{diss} N_\Psi(\tau) \quad (\text{VI.15})$$

où le taux de dissociation Γ_{diss} dépend de la température $T(\tau)$ du milieu. Lorsque $T \geq T_c$, le taux de dissociation est celui dû aux processus (VI.13) ou (VI.14). Par exemple, selon Rapp, Γ_{diss} s'écrit :

$$\Gamma_{diss} = \sum_{i=q,\bar{q},g} \int_{k_{min}}^{\infty} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} f_i(k, T) v_{rel} \sigma_{diss}(s) \quad (\text{VI.16})$$

où k_{min} est l'impulsion minimale nécessaire au parton pour pouvoir dissocier le Ψ , et s le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction de dissociation, et v_{rel} est la vitesse relative initiale des participants à la réaction. Les expressions

¹³Notons que c'est là un argument de poids formulé à l'encontre du modèle des co-voyageurs hadroniques.

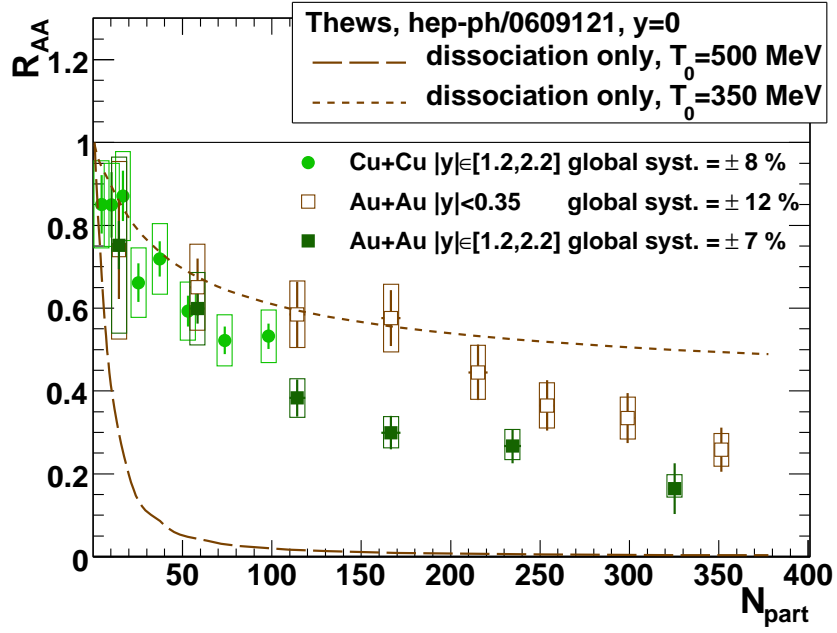
du taux de dissociation utilisées par Xu et par Thews sont similaires. **La densité de partons dans le milieu intervient grâce à $f_i(k, T)$. Le taux de dissociation est donc plus important lorsque cette densité est plus forte. Ces modèles impliquent donc une suppression du J/ψ plus importante au RHIC qu'au SPS.** La probabilité de survie du Ψ est déduite du taux de dissociation selon :

$$S_{QGP}^{\Psi}(\tau) = \exp \left[- \int_{\tau_0}^{\tau} \Gamma_{diss}^{\Psi}(\tau') d\tau' \right] \quad (VI.17)$$

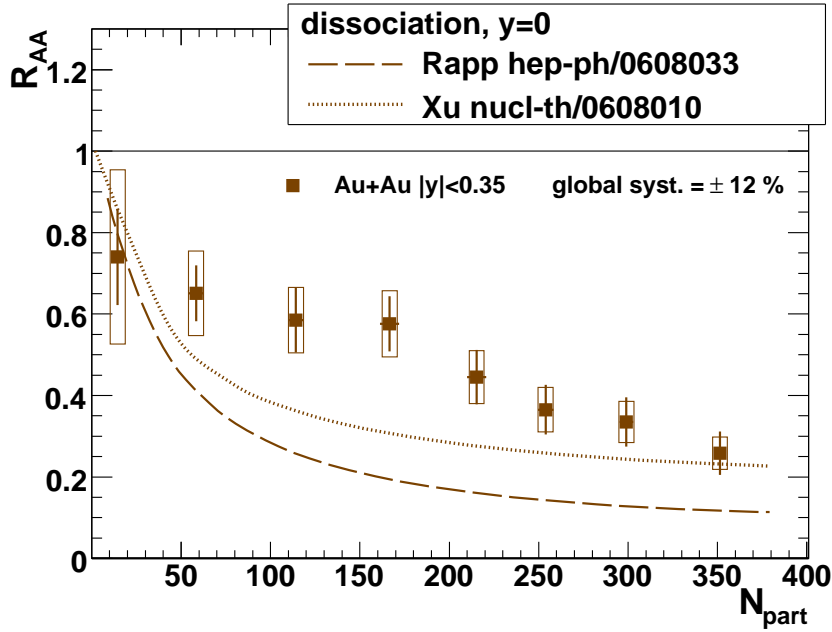
La température $T(\tau)$, quant à elle, dépend de la température initiale T_0 à τ_0 et de l'évolution du système. Après le temps τ_0 , le QGP subit une expansion isentropique $VT^3 = \text{constante}$ dans le modèle de Rapp et de Thews ; dans celui de Xu, l'évolution du QGP est gouvernée par les équations hydrodynamiques obtenues en considérant une expansion longitudinale et des conditions initiales invariantes par *boost* de Lorentz. Notons qu'en raison de ces approximations, ces modèles ne sont valables qu'à rapidité nulle. Cependant, **comme la densité de partons participants aux réactions de dissociation décroît avec la rapidité, la suppression correspondante de J/ψ sera plus importante à mi-rapidité qu'à plus grande rapidité, ce qui est justement le contraire de ce qui est observé au RHIC.**

Notons également la particularité suivante du modèle de Xu : celui-ci inclue des équations de transport classiques (par opposition aux équations de transport relativistes) du Ψ dans le QGP.

Les prédictions de suppression du J/ψ (les désintégrations des résonances de masse supérieure au J/ψ étant incluses) sont présentées en fonction de N_{part} sur la figure VI.20(a) pour le modèle de Thews et sur la figure VI.20(b) pour les modèles de Rapp et Xu. Les prédictions présentées pour le modèle de Thews correspondent à deux températures initiales distinctes $T_0 = 500 \text{ MeV}$ et $T_0 = 350 \text{ MeV}$: la sensibilité du modèle à la température initiale est impressionnante. Nous voyons que dans le premier cas, les J/ψ sont quasiment tous supprimés dès les collisions périphériques, ce qui est bien trop pessimiste en regard des résultats expérimentaux au RHIC. Dans le cas d'une température initiale plus modérée, la suppression annoncée s'accorde aux données Au + Au à mi-rapidité jusqu'à $N_{part} \sim 150$, puis devient trop optimiste par rapport à la suppression dont témoignent ces mêmes données. Quant aux modèles de Rapp et Xu, **la dissociation prédite est une surestimation de la suppression effectivement observée dans les données Au + Au à mi-rapidité au RHIC.** Ceci et le fait que ce type de modèle prédit plus de suppression à mi-rapidité qu'à grande rapidité indiquent qu'un mécanisme supplémentaire affecte la production du J/ψ au RHIC. Ce mécanisme doit être capable de compenser la suppression de manière différentielle avec la rapidité. Il s'agit de la recombinaison, que nous allons aborder dans la section suivante.



(a) Comparaison aux données de la suppression par gluo-dissociation du J/ψ dans le QGP au RHIC prédite par le modèle de Thews [132, 133]. Les courbes correspondent à deux températures initiales différentes.



(b) Comparaison aux données de la suppression par gluo-dissociation ou par dissociation quasi-libre du J/ψ dans le QGP au RHIC respectivement prédites par le modèle de Xu [130] et celui de Rapp [134, 135, 131].

FIG. VI.20: Dépendance en centralité de la suppression du J/ψ observée au RHIC comparée aux prédictions de différents modèles de dissociation du J/ψ de manière dynamique par les partons du bain thermique du QGP.

VI.4.3.2 De la recombinaison à RHIC ?

Principe et signatures de la recombinaison

L'idée. – Tous les modèles considérés jusqu'ici reposent sur l'idée que le charme n'est produit qu'aux premiers instants de la collision, et ce en raison de sa masse élevée : la densité d'énergie diminuant avec l'expansion du milieu, elle est supposée très vite insuffisante pour que la production de charme puisse encore avoir lieu. Selon cette hypothèse, le nombre de J/ψ initial ne peut donc que décroître suite à un écrantage de couleur ou à une gluo-dissociation par le QGP (ou suite à l'interaction du J/ψ avec les co-voyageurs). Mais aux énergies du RHIC, un nombre $N_{c\bar{c}}$ élevé de paires $c\bar{c}$ (environ 10) sont produites dans les collisions Au + Au les plus centrales. Ce constat, associé au fait que les quarks lourds peuvent se mouvoir librement dans le milieu déconfiné, conduit à explorer un nouveau mécanisme de production du J/ψ aux énergies du RHIC : la recombinaison de quark c et \bar{c} issus de collisions différentes (cette production procède par quarks dit « non-diagonaux », en opposition au cas où la paire de quarks « diagonaux » qui forment la résonance ont été produits lors d'une même collision).

La recombinaison en compétition avec les processus de dissociation. – Le nombre de J/ψ produits par recombinaison va comme le nombre de combinaisons de quarks charmés possibles, autrement dit en $N_{c\bar{c}}^2$. Ce mécanisme peut donc très vite devenir dominant lorsque $N_{c\bar{c}} \gg 1$. Ce nombre de paires $c\bar{c}$ augmentant avec la centralité, la composante en J/ψ issus de la recombinaison augmente également en fonction de la centralité. **De plus, comme le nombre de paires $c\bar{c}$ initiales disponible est plus important à mi-rapidité qu'à rapidité avant, le nombre de J/ψ issus de la recombinaison sera plus important à mi-rapidité qu'à rapidité avant, ce qui pourrait permettre d'expliquer pourquoi une suppression moindre est observée au RHIC à mi-rapidité comparée à la suppression à rapidité avant.** Une autre manière de voir la recombinaison est de dire que les processus de gluo-dissociation (et de dissociation quasi-libre) sont réversibles. Il y aura donc compétition entre le taux de dissociation et le taux de formation. L'évolution du nombre de ψ en fonction du temps est alors de la forme [132, 133] :

$$\frac{dN_\psi}{d\tau} = \lambda_F N_c N_{\bar{c}} [V(\tau)]^{-1} - \lambda_D N_{J/\psi} \rho_g \quad (\text{VI.18})$$

où

- λ_F et λ_D correspondent respectivement à la « réactivité » du processus de formation et de dissociation, la réactivité étant définie comme la valeur moyenne $\langle \sigma_{F,D} \cdot v_{rel} \rangle$ du produit de la section efficace de formation ou de dissociation avec la vitesse relative des participants en entrée de la réaction ;
- ρ_g est la densité de gluons, égale à la valeur prise à l'équilibre thermique dans le milieu pour chaque température considérée ;
- $V(\tau)$ est le volume du milieu déconfiné (en expansion) ;
- N_c et $N_{\bar{c}}$ représentent le nombre de c et de \bar{c} présents initialement.

Sources d'incertitudes dans les modèles. – L'évolution du nombre de J/ψ issus de la recombinaison dépend de manière cruciale du nombre de paires $c\bar{c}$ initialement présentes (cf équation (VI.18)). Ici intervient donc la section efficace de production du $c\bar{c}$, dont les estimations sont entâchées d'une large barre d'erreur aujourd'hui, comme nous pouvons le constater sur la figure VI.21. La section efficace de production du charme obtenue par le calcul dans le cadre de la pQCD [136] est indiquée en trait plein, avec une marge d'erreur importante matérialisée par la bande jaune. Elle vaut $d\sigma_{c\bar{c}}^{pQCD} = 63,7^{+95,6}_{-42,3} \mu\text{b}$. Dans PHENIX, la section efficace de production du charme est déduite de la mesure du taux de production de charme ouvert à partir des électrons non-photoniques résultants de la désintégration semi-leptonique des mésons D , une fois que les électrons photoniques ont été soustraits (ces électrons sont dus à la désintégration Dalitz des mésons neutres légers, suivie de la conversion des photons résultants en électrons lors du passage dans la matière constituant les détecteurs). La mesure récente de $d\sigma/dy = 123 \pm 47 \mu\text{b}$ à mi-rapacité par PHENIX [137] est en accord avec les résultats de pQCD. Quant à STAR [138], la section efficace de production du charme est obtenue à partir du taux de production des mésons D^0 et \bar{D}^0 qui sont directement reconstruits. Les barres d'erreurs sont importantes ; le résultat de STAR est cependant en désaccord avec celui de PHENIX et avec les résultats de pQCD : $300 \pm 98 \mu\text{b}$.

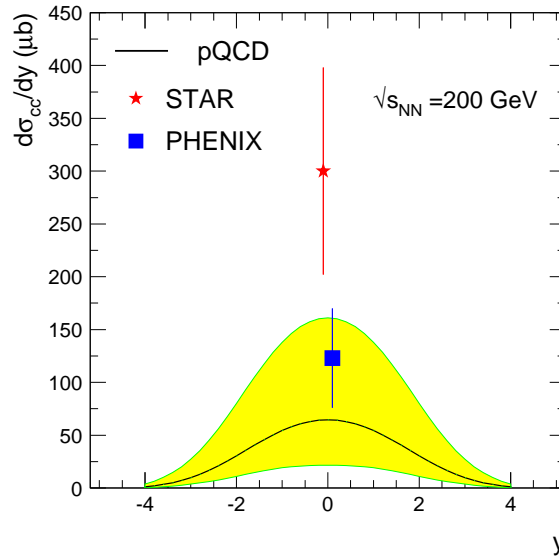


Fig. VI.21: Dépendance en rapidité de la section efficace de production du charme dans les collisions $p + p$, calculée selon pQCD [136] ou mesurée par PHENIX [137] et STAR [138]. Figure extraite de [139].

Une autre source d'erreur dans les modèles concerne la distribution en impulsion des quarks c et \bar{c} initialement produits. Selon qu'ils soient thermalisés ou pas, l'importance du processus de recombinaison diffère. Les modèles estiment l'incertitude associée en calculant l'importance de la recombinaison dans ces deux cas de figure extrêmes. Dans le deuxième cas, la distribution en impulsion peut être calculée d'après pQCD [130] *via* des diagrammes d'ordre α_s^3 . L'impulsion ainsi obtenue est éventuellement augmentée d'un *kick* [133] en impulsion transverse k_T^2 pour prendre en compte de manière phénoménologique l'augmentation de la valeur moyenne $\langle k_T^2 \rangle$ due aux diffusions multiples des partons initiaux.

Différents modèles de recombinaison. – Les modèles de recombinaison diffèrent essentiellement sur :

- la fraction de J/ψ initialement présents et qui sont détruits avant d'être recombinaisonnés (ils sont tous détruits [139] ou partiellement détruits [130, 133] avant que le processus de recombinaison ne débute) ;
- le fait que le processus de recombinaison se fait majoritairement de manière continue [130, 133] (du moins tant que le milieu déconfiné existe), en suivant l'équation (VI.18), ou de manière « soudaine », c-à-d. de manière statistique [139, 135] au moment de l'hadronisation et selon la densité et la proximité dans l'espace des phases des quarks c et \bar{c} . Les premiers modèles sont dits cinétiques, et les seconds sont dits statistiques. La condition d'équilibre thermique du QGP est indispensable aux modèles statistiques.

La particularité des modèles statistiques [139] est de considérer qu'aucun *charmonia* n'est produit avant le temps de formation τ_0 du QGP ou que tous les *charmonia* produits avant τ_0 ont été dissous dans le QGP.

Tester la recombinaison

Dépendance en centralité. – Une preuve flagrante de la recombinaison serait que la suppression du J/ψ en fonction de la centralité se transforme en une augmentation dès que le nombre de paires $c\bar{c}$ produites initialement est suffisamment important pour que la production du J/ψ par recombinaison domine la suppression par le QGP. Ce n'est certes pas le cas aux énergies du RHIC¹⁴. Il reste donc à estimer la fraction de J/ψ issus de la recombinaison, et voir si la somme de la suppression et de la recombinaison permet de rendre compte des données mieux que ne l'ont fait les modèles uniquement basés sur la dissociation du J/ψ dans le QGP. Les figures VI.22(a) et VI.22(b) illustrent la dépendance en centralité obtenue selon deux modèles différents de dissociation et de recombinaison, le modèle de Thews [132] et celui de Rapp [134]. Les processus de dissociation au sein des deux modèles ont déjà été expliqués précédemment (cf page 195). Dans le modèle de Thews, la recombinaison est cinétique. Celui de Rapp est un modèle « hybride », où la recombinaison est décrite

¹⁴Mais de nombreuses prédictions dans ce sens existent par contre aux énergies du LHC où le processus de recombinaison devrait être dominant.

de manière statistique, mais où les J/ψ produits initialement ne sont pas tous détruits avant que ne débute la recombinaison. Ces figures montrent que l'ajout d'une composante de recombinaison améliore sensiblement l'accord des modèles avec les données.

Dépendance en rapidité. – Le nombre de paires $c\bar{c}$ initialement produites est plus élevé à mi-rapidité qu'à grande rapidité. En conséquence, la distribution en rapidité du taux de production du J/ψ sera plus étroite dans le cas où le processus de recombinaison est activé qu'en son absence. Elle sera donc plus étroite dans les collisions d'ions que dans les collisions $p + p$ où la recombinaison n'est pas attendue. Cela est illustré de manière qualitative sur la figure VI.23. Comme ce nombre augmente avec la centralité, nous nous attendons aussi à ce que la distribution en rapidité du taux de production de J/ψ rétrécisse avec la centralité de la collision, plus précisément avec N_{part} dans le cas d'une comparaison de deux systèmes différents. Ces prédictions peuvent être comparées à ce que nous savons en $\text{Cu} + \text{Cu}$ et en $\text{Au} + \text{Au}$ (cf section VI.3.2, page 176) de l'évolution en N_{part} de :

1. la largeur de BdN/dy en fonction de la rapidité ;
2. l'allure de la dépendance du R_{AA} en fonction de la rapidité.

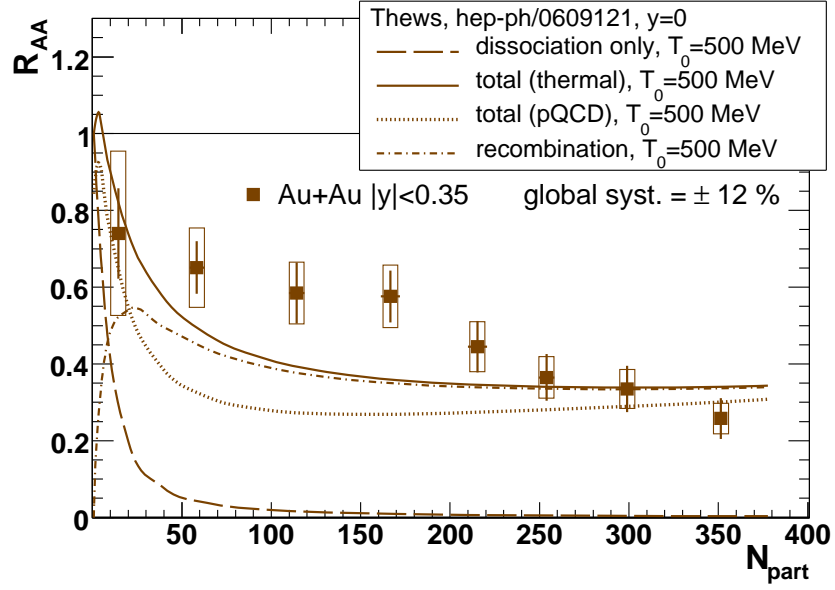
Concernant #1, l'absence des données à mi-rapidité en $\text{Cu} + \text{Cu}$ rend difficile l'estimation de la largeur de la distribution en terme de RMS. Quant aux données $\text{Au} + \text{Au}$, l'importance des barres d'erreurs implique que le scénario de recombinaison n'est pas exclu.

Concernant #2, la figure VI.10 (page 179) montre que le R_{AA} en fonction de y passe d'une forme en V à une forme convexe : à mesure que N_{part} augmente, la suppression à grande rapidité s'accroît plus vite que la suppression à mi-rapidité, autrement dit BdN/dy mesuré dans les collisions d'ions rétrécit avec N_{part} comparé à la forme de référence en $p + p$. Cela est en faveur de l'existence du processus de recombinaison au RHIC.

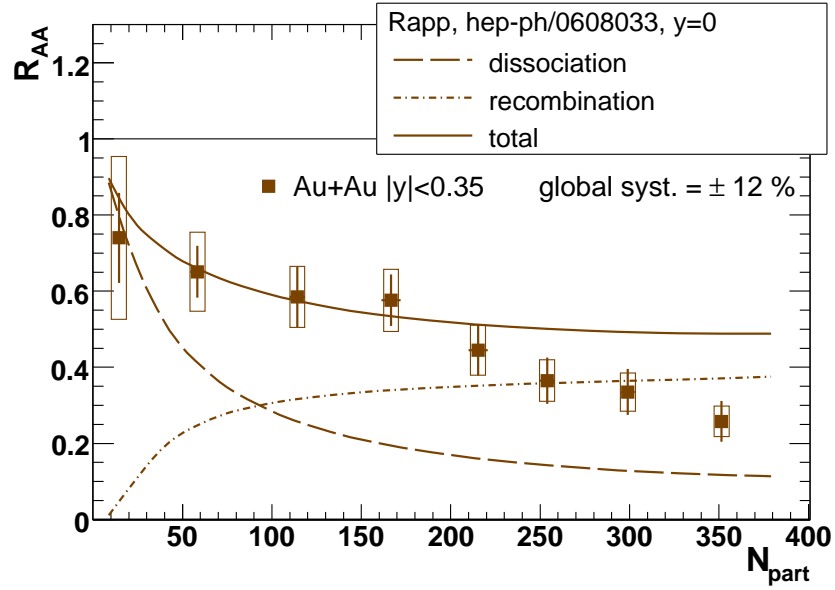
Dépendance en impulsion transverse. – Dans un grand nombre de modèles, le $\langle p_T^2 \rangle$ intrinsèque des J/ψ produits aux premiers instants de la collision provient de l'impulsion transverse gagnée par les partons initiaux en raison de leur diffusion multiple (marche aléatoire). Dans cette interprétation, le $\langle p_T^2 \rangle$ croît avec la centralité, conduisant ainsi à ce qu'il est convenu d'appeler l'élargissement du $\langle p_T^2 \rangle$.

Dans le cas de la recombinaison, il faut considérer le fait que les paires $c\bar{c}$ initiales sont préférentiellement produites à basse impulsion transverse $p_T < 2 \text{ GeV}/c$. En conséquence, la recombinaison procède plus souvent avec des quarks c et \bar{c} de bas p_T . Les J/ψ résultants ont un $\langle p_T^2 \rangle$ moyen plus faible que lorsqu'ils sont produits aux premiers instants de la collision.

La figure VI.24 compare aux données les prédictions de l'évolution du $\langle p_T^2 \rangle$ des J/ψ en fonction de la centralité, selon que les J/ψ soient issus des premiers instants de la collision ou qu'ils ont été produits par recombinaison. Il est difficile de



(a) Modèle de Thews [132]. Le nombre total de J/ψ obtenus peut varier de manière significative selon que la distribution d'impulsion des quarks c et \bar{c} initiaux est thermique ou issue de calculs pQCD. Le total obtenu dans chaque cas est reporté sur la figure.



(b) Modèle de Rapp [134].

FIG. VI.22: Compétition entre les processus de suppression et de recombinaison du J/ψ dans le QGP, tels qu'ils sont décrits par deux modèles différents, et comparaison de leur somme au facteur de modification nucléaire du J/ψ mesuré dans les collisions Au + Au à mi-rapacité au RHIC.

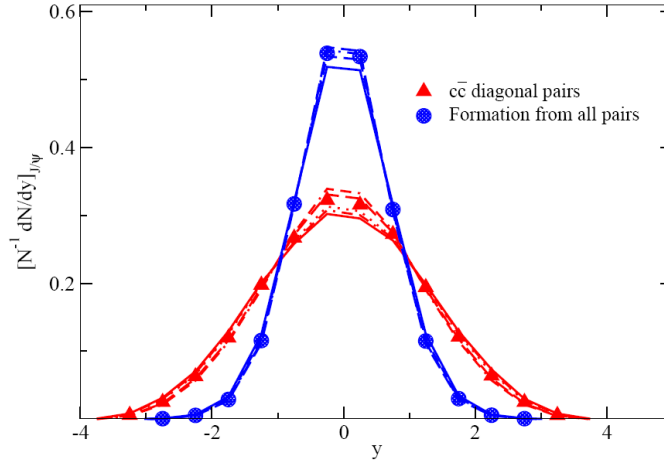


FIG. VI.23: Comparaison de la distribution en rapidité de la production du J/ψ en l'absence de recombinaison (triangles rouges) et dans le cas extrême où toutes les J/ψ sont formés par recombinaison (cercles bleus). Figure extraite de [133].

conclure. Dans les deux cas, les prédictions théoriques sont entachées d'une erreur importante. Mais le fait que le $\langle p_T^2 \rangle$ en fonction de N_{coll} s'avère plutôt plat en regard de l'ensemble des données (en particulier les données p + p et Cu + Cu bénéficiant d'une grande précision) semble plutôt en faveur de la recombinaison. L'incertitude sur les prédictions théoriques indiquées sur la figure montre que les mesures réalisées dans les deux dernières tranches des collisions Au + Au les plus centrales sont déterminantes pour discriminer les deux scénarios. Mais ce propos doit être fortement nuancé par le fait que l'élargissement du $\langle p_T^2 \rangle$ tel qu'il est décrit par la théorie repose sur l'extrapolation à grand N_{coll} de l'élargissement constaté entre le $\langle p_T^2 \rangle$ mesuré à rapidité avant dans les collisions p + p recueillies durant le Run 3 [91] et les collisions d + Au. Or les données récemment publiées du Run 5 p + p [73], bénéficiant d'une plus grande statistique et d'un meilleur contrôle des erreurs systématiques, indiquent que le $\langle p_T^2 \rangle$ mesuré dans les collisions p + p est du même ordre que celui mesuré dans les collisions d + Au, autrement dit l'élargissement du $\langle p_T^2 \rangle$ est marginal lorsque nous passons de p + p à d + Au. Nous devons donc souligner ici qu'une réévaluation de l'évolution du $\langle p_T^2 \rangle$ avec N_{coll} est en conséquence nécessaire dans le scénario sans recombinaison avant de pouvoir émettre des conclusions plus prononcées en faveur ou non de la recombinaison.

VI.4.3.3 Retour aux sources : la dissociation séquentielle des *charmonia*

L'idée

La formulation originale [40] du J/ψ comme sonde du milieu est la suivante : étant donnée l'importance de l'énergie de liaison du J/ψ , celui-ci ne peut être dissocié par les gluons mous des hadrons, mais le serait par les gluons suffisamment

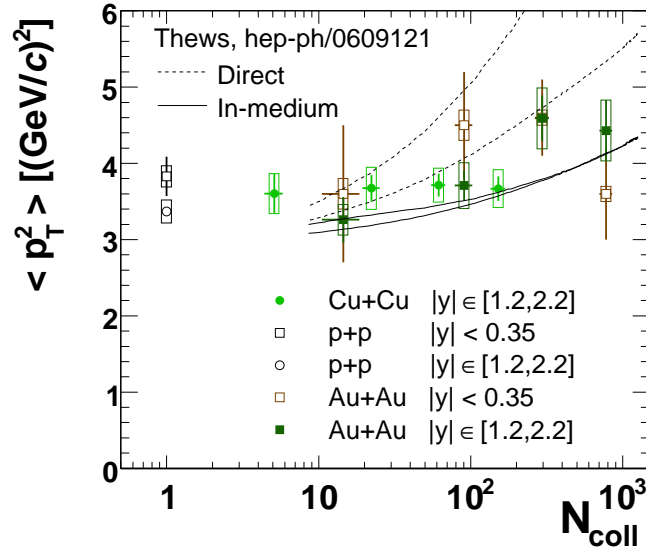


FIG. VI.24: Évolution du $\langle p_T^2 \rangle$ des J/ψ en fonction de N_{coll} mesuré dans divers types de systèmes à RHIC et comparé à l'évolution prédite par [132] selon que les J/ψ soient produits par recombinaison (en trait plein) ou pas (en pointillé).

durs qui peuplent l'état déconfiné. La suppression du J/ψ devient ainsi une signature non-équivoque du plasma. Plus récemment, les derniers résultats de la QCD sur réseau indiquent que le J/ψ peut survivre jusqu'à environ 1,5 à $2T_c$. Parmi les autres *charmonia*, le sort du $\psi(2S)$ et du χ_c nous intéressent particulièrement vu que, par leur désintégration en J/ψ , ils participent à sa production indirecte. Ces *charmonia* sont aussi dissociés par le QGP, mais à des températures inférieures à celle de dissociation du J/ψ en raison de leur plus faible énergie de liaison. Le tableau VI.6 résume les propriétés ainsi évoquées de ces trois états du charmonium. Ce tableau montre que la dissociation des *charmonia* se produit de manière séquentielle avec la montée en température du QGP ou, de manière équivalente, avec l'augmentation de la densité d'énergie¹⁵ : il s'agit donc d'un effet de seuil. En conséquence, leurs fontes successives peuvent servir de « thermomètre » du milieu déconfiné créé, et ce par l'intermédiaire de la mesure de la fraction de J/ψ qui subsiste après suppression. Ce modèle de dissociation séquentielle [140] implique que la probabilité de survie du J/ψ s'écrit :

$$S = F_{J/\psi} \cdot S_{J/\psi} + F_{\chi_c} \cdot S_{\chi_c} + F_{\psi(2S)} \cdot S_{\psi(2S)} \quad (\text{VI.19})$$

où :

- S_i désigne la probabilité de survie de chaque charmonium dans le milieu, c-à-d. le J/ψ produit de manière directe, le $\psi(2S)$ et le χ_c ;
- F_i représente les différentes fractions de la production du J/ψ due aux *charmonia* sus-cités.

¹⁵Rappelons que la densité d'énergie ε augmente en T^4 .

Les mesures actuelles de F_i ont été commentées dans la section II.1.2. Nous rap-
pelons ci-après les valeurs obtenues. Il subsiste une incertitude importante sur F_{χ_c} ,
les dernières mesures plus précises de HERA-B et de CDF indiquant qu'elle se si-
tue dans la fourchette 25 – 30%. La mesure de la fraction $F_{\psi(2S)}$ est plus précise :
 $F_{\psi(2S)} = (8,1 \pm 0,5)\%$. La fraction de J/ψ produits de manière directe est évaluée à
 $F_{J/\psi} = (71 \pm 5)\%$ à HERA-B, à comparer à $F_{J/\psi} = (64 \pm 6)\%$ mesuré par CDF.

état	J/ψ	χ_c	$\psi(2S)$
ΔE [GeV]	0,64	$\sim 0,22$	0,05
T_d/T_c	2,10	1,16	1,12

Tab. VI.6: Énergie de liaison ΔE de différents *charmonia* et leur température T_d
de dissociation respective dans le QGP. L'énergie de liaison est estimée comme la
différence entre seuil d'énergie nécessaire pour la création du charme ouvert et la
masse de l'état lié. La température T_d est en unité de la température critique T_c
de création du plasma. Les valeurs de ΔE pour les trois états du $\chi_{i,c}$ sont différentes.
Celle mentionnée ici l'est à titre indicatif, pour donner un ordre de grandeur. Va-
leurs extraites de [19].

Probabilité de survie du J/ψ : du SPS au RHIC

La question en suspens dans le modèle de dissociation séquentielle est celle-
ci : si le QGP est formé au SPS et au RHIC, la densité d'énergie atteinte est-elle
assez importante pour faire fondre le J/ψ produit de manière directe ? Si tel n'est pas
le cas, alors la suppression mesurée du J/ψ ne peut dépasser la valeur limite $S =$
 $F_{J/\psi} \cdot S_{J/\psi}$. Afin de tirer un maximum d'informations de la mesure de la suppression
du J/ψ au SPS et au RHIC, nous présentons la suppression en terme de R_{AA}/CNM ,
autrement dit en ayant soustrait les effets nucléaires froids. De plus, la dissociation
séquentielle des *charmonia* étant liée à un effet de seuil dans la densité d'énergie,
nous devons également échanger N_{part} pour la densité d'énergie ε . Celle est estimée
selon la formule de Bjorken (I.19), rappelée ci-dessous pour plus de commodité :

$$\varepsilon_{Bj} = \frac{1}{A_{\perp} \tau_0} \left. \frac{dE_T}{dy} \right|_{y=0}$$

où A_{\perp} est la surface transverse de recouvrement des noyaux qui dépend du paramètre
d'impact de la collision, τ_0 est le temps de formation du QGP et E_T est l'énergie
transverse. Celle-ci a été mesurée à mi-rapidité par tranche de centralité des colli-
sions Au + Au par PHENIX [129]. De ces mesures ont été déduites les valeurs de
 $\varepsilon_{Bj} \times \tau_0$ en fonction de la centralité, et donc en fonction de N_{part} dans les collisions
Au + Au. L'article [129] établit ainsi la corrélation entre $\varepsilon_{Bj} \times \tau_0$ et N_{part} dans le
cas des collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Notons que le résultat des mesures
de E_T dans les collisions Cu + Cu à la même énergie n'est pas encore disponible.
Cependant, nous avons vu que la distribution de production de particules (chargées)

en fonction de la pseudo-rapacité est identique en Au + Au et Cu + Cu pour un même N_{part} (cf figure I.13(b), page 25), ce qui indique que la densité d'énergie correspondante est approximativement la même dans les deux systèmes pour un même N_{part} . Nous utiliserons donc en Cu + Cu la corrélation entre $\varepsilon_{Bj} \times \tau_0$ et N_{part} mesurée en Au + Au et publiée dans [129]. La suppression R_{AA}/CNM normalisée par les effets froids en fonction de $\varepsilon_{Bj} \times \tau_0$ ainsi obtenue est illustrée par la figure VI.25(a) pour les collisions Au + Au à mi-rapacité au RHIC, et par la figure VI.25(b) à rapidité avant dans les collisions Cu + Cu et Au + Au au RHIC. Les valeurs de R_{AA}/CNM mesurées à mi-rapacité dans les collisions In + In et Pb + Pb au SPS ont également été reportées sur ces figures. Elles montrent que :

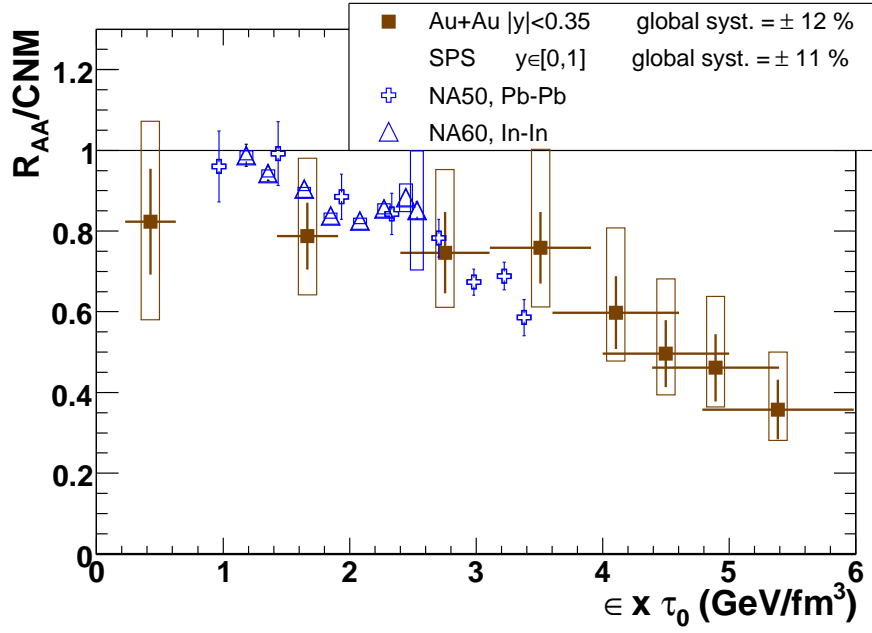
- comme précédemment, un très bon accord est observé entre les résultats Cu+Cu et Au+Au à rapidité avant. La suppression va jusqu'à un facteur d'environ 0,25, ce qui pourrait impliquer que le J/ψ produit de manière directe est effectivement dissocié au RHIC.
- A mi-rapacité, moyennant leurs grandes barres d'erreur, les résultats Au+Au semblent encore compatibles avec les données Pb+Pb. La suppression va jusqu'à environ 0,4, ce qui pourrait impliquer, là encore, que le J/ψ produit de manière directe est dissocié au RHIC.

La densité d'énergie atteinte au RHIC semble donc suffisante pour faire fondre le J/ψ produit de manière directe.

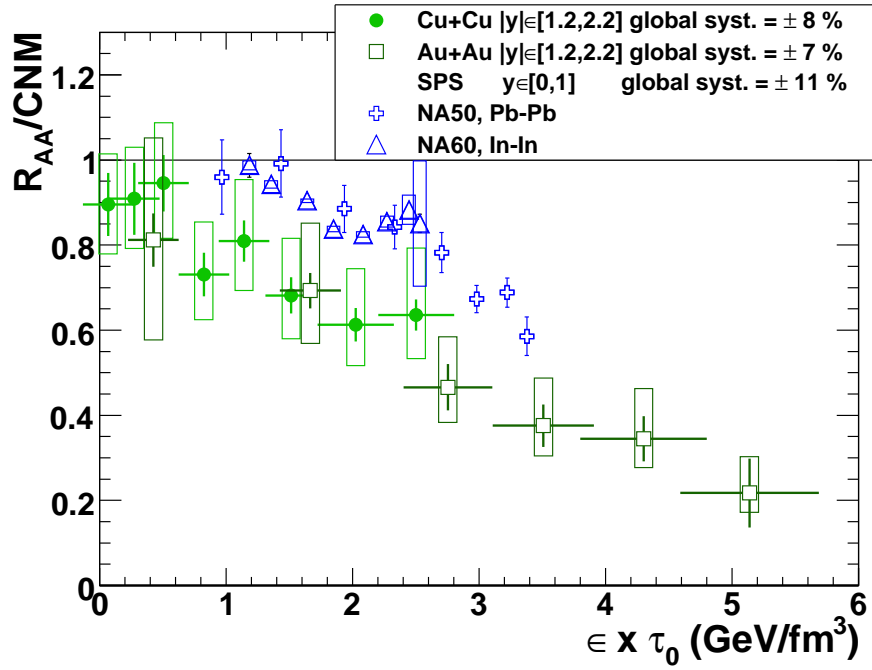
VI.5 Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre mettent en évidence les faits suivants :

- Le facteur de modification nucléaire R_{AA} mesuré dans les collisions Cu+Cu est proche de l'unité pour les collisions périphériques ; il décroît à mesure que la centralité augmente jusqu'à atteindre une valeur proche de 0,5. De plus, il reproduit le facteur de modification nucléaire mesuré dans les collisions Au+Au périphériques et montre que la suppression est continue dans cette région de centralité.
- Sans prendre en compte les effets nucléaires froids, les facteurs de modification nucléaire mesurés dans les collisions Cu + Cu et Au + Au semblent compatibles avec les résultats obtenus au SPS dans les collisions S + U et Pb+Pb respectivement. Après soustraction des effets nucléaires froids et considérant les grandes erreurs associées à leur détermination dans les collisions d+Au, à rapidité moyenne, les résultats obtenus dans les collisions Au+Au semblent encore compatibles avec les données Pb+Pb.
- Les modèles qui rendent compte des données du SPS ne permettent pas de reproduire les résultats obtenus au RHIC. La recombinaison pourrait apporter une alternative crédible ; il reste cependant plusieurs points à préciser tels que les dépendances en rapidité et en impulsion transverse. Quant à l'hypothèse de la dissociation séquentielle, une plus grande précision dans la mesure du facteur de modification nucléaire est nécessaire à grande énergie pour pouvoir



(a) Résultats obtenus dans les collisions Au + Au à mi-rapacité au RHIC, et dans les collisions In + In et Pb + Pb à mi-rapacité au SPS.



(b) Résultats obtenus dans les collisions Cu + Cu et Au + Au à rapidité avant au RHIC.

FIG. VI.25: Dépendance de la suppression R_{AA}/CNM du J/ψ , normalisée par les effets froids, avec la densité d'énergie $\epsilon_{Bj} \times \tau_0$ multipliée par le temps initial τ_0 au RHIC et au SPS.

tirer une conclusion.

Finalement, les résultats que nous avons présentés dans ce chapitre, enrichis des résultats obtenus à plus basse énergie, semblent encore hors de portée d'une interprétation globale satisfaisante. Le manque de précision des données d+Au notamment est un handicap important. Il conviendra dans le futur d'effectuer des mesures plus précises de la production du J/ψ dans les collisions d+Au (ainsi que dans les collisions Au+Au) afin de mieux maîtriser les effets nucléaires froids au RHIC.

VII

Conclusion générale

Le travail présenté dans cette thèse a porté sur l'étude de la production du J/ψ mesuré par l'expérience PHENIX dans les collisions Cu+Cu à 200 GeV par paire de nucléons.

Ces résultats ont permis de décrire de manière plus précise la suppression du J/ψ qui avait été précédemment observée dans les collisions périphériques Au+Au à 200 GeV, apportant ainsi une contrainte forte sur l'allure de la suppression du J/ψ jusqu'à un nombre de nucléons participants $N_{part} \sim 100$.

Ces résultats, associés aux résultats obtenus dans les collisions Au + Au, ont été mis en regard des résultats obtenus à plus basse énergie au SPS. Au-delà de la surprenante similitude observée entre la suppression à 200 GeV et celle à 20 GeV (qui, notons le, peut provenir du manque de connaissance précise des effets nucléaires froids à l'énergie du RHIC), il apparaît clair que ces mesures sont tout à fait complémentaires et permettent de fortement contraindre les modèles théoriques. En effet, la faible différence observée à ces deux énergies, enrichie du fait que la suppression observée à mi-rapidité en Au + Au est moins importante que celle observée vers l'avant, met en défaut la plupart des modèles théoriques qui rendent compte des données du SPS. Il semble que pour réconcilier les mesures effectuées à ces deux énergies, il faille introduire de nouveaux phénomènes tels que la recombinaison. Les données expérimentales actuelles ne fournissent pas suffisamment d'information pour pouvoir tirer une conclusion claire ; il conviendrait de pouvoir mesurer de manière plus précise la production du charme ouvert afin d'établir des contraintes plus solides sur les modèles de recombinaison ; des projets de détecteurs de vertex sont en cours de réalisation afin de pouvoir étudier ces processus dans PHENIX.

De nouvelles campagnes de prise de données sont programmées au RHIC. A l'heure où nous écrivons ces pages, une campagne de prise de données Au+Au est en cours et devrait fournir une luminosité quatre fois supérieure à celle qui a permis d'obtenir les résultats que nous avons présentés dans cette thèse. L'année 2008 devrait quant à elle être dédiée à une campagne de prise de données d+Au, offrant ainsi l'opportunité d'extraire des résultats qui permettront de mieux contraindre les effets nucléaires froids. Toutes ces nouvelles mesures viendront apporter des informations plus précises sur la production du J/ψ et devraient permettre de contraindre

plus fortement les modèles discutés dans cette thèse.

Dans un futur proche (à l'horizon 2009) de nouvelles données Pb + Pb seront prises auprès du LHC à une énergie de 5,5 TeV par paire de nucléons, permettant ainsi d'étudier la production du J/ψ ainsi que celle d'autres états liés tels que les bottomia à des énergies près de trois cent fois supérieures à celles qui étaient accessibles au SPS. À la lumière des résultats obtenus au SPS et au RHIC, l'étude de la production du J/ψ dans les collisions d'ions lourds au LHC ne peut être qu'attendue avec impatience par la communauté.

Appendices

A

Modèle de Glauber, N_{part} et N_{coll}

A.1 Description du modèle de Glauber

Le modèle géométrique de Glauber [29, 141] permet de relier le paramètre d'impact au nombre moyen $\langle N_{part} \rangle$ de nucléons participants à la collision ainsi qu'au nombre moyen $\langle N_{coll} \rangle$ de collisions binaires nucléon-nucléon. Ce modèle décrit les collisions noyau-noyau comme une superposition de collisions nucléon-nucléon élémentaires : chaque collision nucléon-nucléon est supposée être indépendante et elle se produit avec une section efficace inélastique $\sigma_{NN} = 42$ mb (mesurée dans les collisions p + p à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV). La trajectoire des nucléons est supposée être rectiligne ; cette approximation est raisonnable dans le cas de collisions relativistes où l'énergie incidente est telle que l'effet du potentiel de répulsion coulombien est négligeable. Les nucléons sont distribués dans chaque noyau selon le profil de densité nucléaire de Woods-Saxon [106] qui est fonction de la distance r par rapport au centre du noyau :

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1}{1 + \exp(\frac{r-R}{a})} \quad (\text{A.1})$$

où $\rho_0 = 0,17$ nucléon/fm³ est la densité nucléaire, R est le rayon du noyau et a le facteur paramétrisant la diffusivité de la surface. La densité nucléaire est normalisée de sorte que $\int d^3r \rho(r) = A$ pour un noyau de masse A . Pour le cuivre, $R = 4,21$ fm et $a = 0,60$ fm ; pour l'or, $R = 6,38$ fm et $a = 0,54$ fm. L'équation (A.1) n'est pas valable pour les noyaux légers.

Considérons la figure A.1 où les deux noyaux sont vus dans le plan transverse (orthogonal à l'axe z du faisceau). Les noyaux étant très aplatis selon z en raison de la contraction de Lorentz, toutes les quantités à considérer seront intégrées sur z . C'est notamment le cas du nombre $T_A(s)$ de nucléons (par unité de surface transverse) à une position \vec{s} donnée dans le noyau A [142] :

$$T_A(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho_A(\sqrt{s^2 + z^2}) \quad (\text{A.2})$$

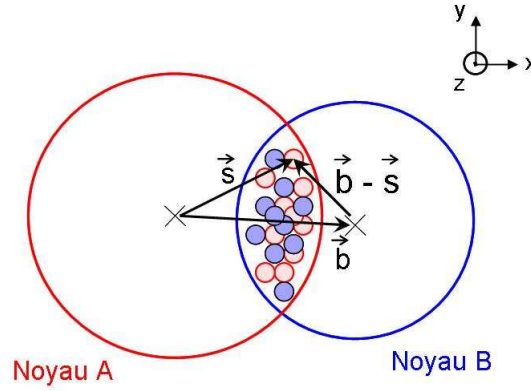


FIG. A.1: Vue dans le plan transverse d'une collision d'ions lourds à un paramètre d'impact \vec{b} quelconque.

\vec{s} est un vecteur à deux dimensions dans le plan transverse. Ainsi, à la position \vec{s} par rapport au centre du noyau (*modulo* la symétrie sphérique), $T_A(s)$ définit « l'épaisseur » du noyau selon la direction z et $\int d^2s T_A(s) = A$ où A désigne le nombre de masse du noyau considéré. L'ordre de grandeur naturel pour $T_A(s)$ est $A/\pi R_A^2$. Physiquement, $\sigma_{NN} T_A(s)$ donne le nombre de collisions binaires nucléon-nucléon subies par un nucléon quand il traverse le noyau A au paramètre d'impact s .

Pour un paramètre d'impact b donné entre les deux noyaux A et B , nous pouvons définir l'intégrale suivante qui court sur la surface transverse de recouvrement des noyaux (cf. figure A.1) [142] :

$$T_{AB}(b) = \int d^2s T_A(s) T_B(|\vec{b} - \vec{s}|) \quad (\text{A.3})$$

où $ds^2 = 2\pi s ds$ et $\int d^2b T_{AB}(b) = AB$. En raison de cette définition, $T_{AB}(b)$ est connue sous le nom d'intégrale de recouvrement nucléaire. De même, l'ordre de grandeur¹ naturel pour $T_{AB}(b)$ est $AB/\pi(R_A + R_B)^2$, et le nombre de collisions binaires nucléon-nucléon obtenues quand le noyau A traverse le noyau B au paramètre d'impact b est proportionnel à $T_{AB}(b)$:

$$N_{coll}(b) = \sigma_{NN} T_{AB}(b) \quad (\text{A.4})$$

Ceci revient à compter une collision nucléon-nucléon pour chaque paire de nucléons dans la zone de recouvrement lorsque la distance d entre les deux nucléons est telle que $\pi d^2 < \sigma_{NN}$.

Le nombre de nucléons participants est donné par [143] :

¹Dans la paramétrisation de Woods-Saxon, pour une collision de deux noyaux de la même espèce, $T_{AA}(0) \approx \alpha A^2/\pi R_A^2$ où α est pratiquement égal à 1 pour $A \approx 200$; il est inférieur 1 pour des noyaux plus petits et approche 9/8 lorsque $R_A \gg a$ [142].

$$N_{part}(b) = \int d^2s T_A(s) \left\{ 1 - \left[1 - \frac{\sigma_{NN} T_B(|\vec{b} - \vec{s}|)}{B} \right]^B \right\} + \int d^2s T_B(|\vec{b} - \vec{s}|) \left\{ 1 - \left[1 - \frac{\sigma_{NN} T_A(s)}{A} \right]^A \right\} \quad (\text{A.5})$$

En effet, nous avons remarqué plus haut que $\sigma_{NN} T_A(s)$ est la probabilité² qu'un nucléon (du noyau B) interagisse avec le noyau A étant donné le paramètre d'impact s . La probabilité que ce même nucléon n'interagisse pas avec un nucléon choisi au hasard parmi les A nucléons est de $\bar{P} = 1 - \sigma_{NN} T_A(s)$. La probabilité que ce nucléon n'interagisse avec aucun des A nucléons est \bar{P}^A . Ce nucléon est un nucléon participant s'il a interagit, ce qui se produit donc avec la probabilité $P = 1 - \bar{P}^A$. Finalement, le nombre de nucléons du noyau B qui participent à la collision est obtenu par convolution de P avec $T_B(|\vec{b} - \vec{s}|)$.

En pratique, le modèle de Glauber est implémenté en appliquant une méthode Monte-Carlo [141] : la position des nucléons pour chaque noyau est générée aléatoirement (en suivant le profil de densité nucléaire de Woods-Saxon), ainsi que le paramètre d'impact (en suivant une distribution en $2\pi b db$). Nous pouvons donc déterminer N_{coll} et N_{part} événement par événement.

Les valeurs moyennes $\langle N_{coll}^i \rangle$, $\langle N_{part}^i \rangle$ et $\langle b^i \rangle$ sont obtenues en sélectionnant la $i^{\text{ème}}$ tranche de centralité en se basant sur la modélisation de la réponse du BBC (cf. section III.3.3). Les deux principales contributions aux erreurs systématiques sur ces valeurs moyennes sont obtenues :

- en faisant varier les paramètres de Woods-Saxon, i.e. en prenant pour le Cu $(R, a) = (4, 4064; 0, 6277)$ puis $(R, a) = (4, 0064; 0, 5677)$ exprimés en fm ;
- en faisant varier la section efficace inélastique de collision nucléon-nucléon , i.e. en prenant $\sigma_{NN} = 39$ mb puis $\sigma_{NN} = 45$ mb.

A.2 Valeurs de $\langle N_{coll} \rangle$, $\langle N_{part} \rangle$ et $\langle b \rangle$ en Cu + Cu et Au + Au

Les valeurs moyennes $\langle N_{coll}^i \rangle$, $\langle N_{part}^i \rangle$ et $\langle b^i \rangle$ par tranche de centralité dans les collisions Cu + Cu [105] et Au + Au sont reportées ci-après.

²En fait, en raison de la normalisation (A.2) de $T_A(s)$, il faut diviser cette quantité par A pour effectivement obtenir une probabilité.

centralité	N_{part}	syst. err.	N_{coll}	syst. err.	b (fm)	syst. err.
0- 10%	325.2	3.3	955.4	93.6	3.2	0.2
10- 20%	234.6	4.7	602.6	59.3	5.7	0.3
20- 30%	166.6	5.4	373.8	39.6	7.4	0.3
30- 40%	114.2	4.4	219.8	22.6	8.7	0.4
40- 50%	74.4	3.8	120.3	13.7	9.9	0.4
50- 60%	45.5	3.3	61.0	9.9	11.0	0.4
60- 70%	25.7	3.8	28.5	7.6	11.9	0.5
70- 92%	9.5	1.9	8.3	2.4	13.5	0.5

TAB. A.1: Valeurs moyennes $\langle N_{coll}^i \rangle$, $\langle N_{part}^i \rangle$ et $\langle b^i \rangle$ par tranche de centralité dans les collisions Au + Au obtenues dans le modèle de Glauber hybride de PHENIX (avec une fonction de réponse du BBC).

centralité	N_{part}	syst. err.	N_{coll}	syst. err.	b (fm)	syst. err.
0- 10%	98.2	2.4	182.7	20.7	2.4	0.1
10- 20%	73.6	2.5	121.1	13.6	4.0	0.2
20- 30%	53.0	1.9	76.1	8.5	5.2	0.3
30- 40%	37.3	1.6	47.1	5.3	6.2	0.3
40- 50%	25.4	1.3	28.1	3.4	7.1	0.4
50- 60%	16.7	0.9	16.2	1.9	7.8	0.4
60- 70%	10.4	0.6	9.0	1.0	8.6	0.4
70- 80%	6.4	0.5	4.9	0.6	9.3	0.5
80- 94%	3.6	0.3	2.4	0.3	10.0	0.5

TAB. A.2: Valeurs moyennes $\langle N_{coll}^i \rangle$, $\langle N_{part}^i \rangle$ et $\langle b^i \rangle$ par tranche de centralité dans les collisions Cu + Cu obtenues dans le modèle de Glauber hybride de PHENIX (avec une fonction de réponse du BBC).

B

Corrections d'*acceptance* \times efficacité : études menées avec le *run* de référence

Nous détaillons dans cet appendice, sur l'exemple du *run* de référence, les différentes étapes nécessaires dans la procédure d'évaluation des corrections d'*acceptance* \times efficacité. Les résultats obtenus avec ce *run* sont également commentés.

B.1 Mise en œuvre

Nous décrivons ci-après les étapes successives de l'évaluation des corrections d'*acceptance* \times efficacité. Dans un premier temps, nous devons pourvoir un échantillon de données réelles qui peut servir de bruit de fond dans lequel enchâsser les J/ψ Monte Carlo. Ces derniers sont obtenus grâce à un générateur d'événements. La propagation des muons de désintégration dans les différentes parties du détecteur est simulée (perte d'énergie, déviation magnétique, trajectoire), ainsi que la réponse des bras muons (signaux dans le détecteur). Les *hits*¹ Monte Carlo ainsi obtenus sont superposés, événement par événement, aux *hits* issus des données réelles. L'ensemble subit un traitement en tout point similaire à celui des données du *Run 5* Cu + Cu, à savoir le filtrage par les systèmes de déclenchement (MUIDLL1 et MuTr-Lvl2), la reconstruction et l'extraction du signal. La valeur des corrections d'*acceptance* \times efficacité est alors donnée par la fraction de J/ψ Monte Carlo survivants à ce procédé.

¹Nous écrirons *hit* plutôt que « coup » lorsque nous faisons référence non au signal physique, provoqué par le passage de la particule dans le détecteur, mais à l'information correspondante telle qu'elle est manipulée lors de la simulation ou au niveau du format de données de PHENIX, ou encore au niveau de l'algorithme de reconstruction.

B.1.1 Obtention du bruit de fond réaliste

La première étape consiste à se procurer un « bruit de fond » réaliste en terme de nombre de traces par événement en utilisant de vraies données dites de biais minimum, i.e. prises en coïncidence avec le système de déclenchement BBCLL1. Nous choisissons pour cela un *run* particulier, le *run* 152099, qui doit être aussi représentatif que possible de la période de prise de données. Ce *run* est désormais dénommé « *run* de référence ». Le critère de sélection est la configuration du détecteur : la configuration rencontrée pour ce *run* est la plus fréquente, que ce soit en terme de modules d'électronique de lecture (FEM) non-opérationnels ou en terme d'anodes désactivées². Le nombre de FEM non-opérationnelles pour ce *run* est reporté dans le tableau B.1.

numéro de run	Sud	Nord
152099	0	2

TAB. B.1: Nombre de modules électroniques non opérationnels pour le MuTr (bras Sud et Nord) pour le *run* de référence utilisé pour l'évaluation des corrections d'acceptance et d'efficacité.

Notre souci premier est de coller au plus près du chemin suivi par les données du *Run* 5 (cf. chapitre IV). Nous appliquons donc aux événements du *run* de référence le même procédé de sélection des événements de biais minimum que celui utilisé pour l'analyse des données du *Run* 5. Nous rappelons ces critères ci-après :

- la position z_{vtx} du vertex de la collision le long de l'axe du faisceau est telle que $|z_{vtx}| < 30$ cm, étant donné que c'est l'intervalle pour lequel la distribution en centralité est plate ;
- si le nombre moyen de coups dans la première station du MuTr est anormalement élevée par rapport à la charge relevée dans le BBC, l'événement est rejeté car il est probablement pollué par des traces qui ne viennent pas du vertex de la collision mais plutôt des interactions des particules avec le gaz résiduel du tube à vide du faisceau ;
- si l'événement a été enregistré en dehors des croisements physiques des paquets d'ions lourds, il est également rejeté.

Les figures B.1 montrent les distributions du vertex et de la centralité de l'ensemble des événements retenus. La liste des valeurs de vertex et de centralité sera utilisée à l'étape suivante qui est la génération de J/ψ Monte Carlo.

²Les données du *Run* 5 Cu + Cu se répartissent en 261 bons *runs* : 122 *runs* ont le même nombre et les mêmes identités de FEM non-opérationnelles que le *run* de référence. Celui-ci compte également un minimum d'anodes désactivées, soit 52 anodes en tout dans le bras Sud du MuTr et 56 dans le bras Nord. Cette configuration est également la plus fréquente : 111 *runs* pour le bras Sud et 162 pour le Nord. Pour de plus amples informations, se référer à la section IV.1.4, page 100

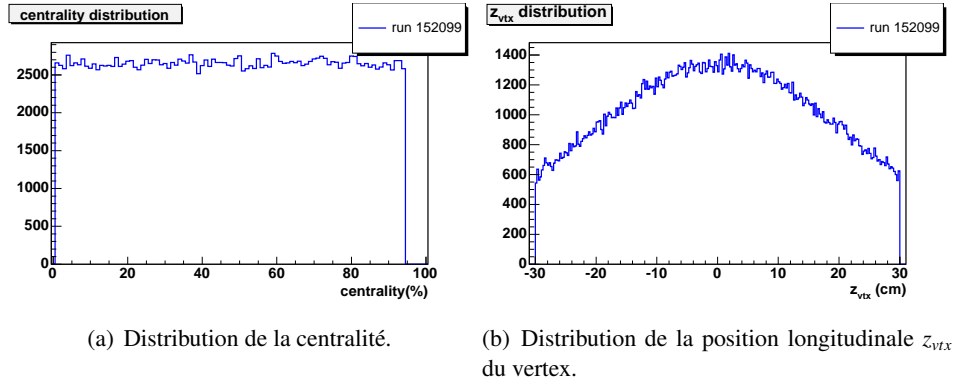


FIG. B.1: Distributions de la centralité et du z_{vtx} pour le run de référence 152099 utilisé pour l'évaluation de l'*acceptance* \times efficacité.

B.1.2 Génération de J/ψ Monte Carlo

Nous utilisons PYTHIA³ comme générateur Monte Carlo de collisions nucléon-nucléon. Les partons sont décrits par leur fonction de distribution (ici, GRV94 L). Le seul processus autorisé est $p + p \rightarrow J/\psi$ à $\sqrt{s} = 200$ GeV, les J/ψ étant engendrés sur tout l'angle solide et forcés à se désintégrer en dimuon. Pour chaque événement, toutes les propriétés cinématiques du J/ψ et de ses muons de désintégration sont ainsi disponibles. Un J/ψ est accepté si ses muons de désintégration se trouvent dans une fenêtre légèrement plus grande⁴ que l'ouverture géométrique des bras muons. Nous avons ainsi engendré 249,4 mille événements.

Par défaut, PYTHIA met la position du vertex à l'origine. Or l'*acceptance* \times efficacité dépend (légèrement) de la distribution en z_{vtx} [122, 123]. Par conséquent, nous devons assigner à chaque J/ψ accepté le z_{vtx} de l'événement de données réelles dans lequel il sera prochainement inséré : la concordance, événement par événement, est ainsi parfaite. Nous connaissons aussi la correspondance univoque entre chaque J/ψ accepté et la centralité de l'événement dans lequel il sera enchâssé. Les propriétés de tous les J/ψ engendrés, d'une part, et acceptés, d'autre part, sont mises en mémoire dans des ntuples ROOT distincts. Ceci nous permettra ultérieurement de connaître le nombre de J/ψ engendrés par PYTHIA dans une tranche donnée en centralité, en rapidité ou en impulsion transverse. À ce propos, les figures B.2 illustrent les distributions en rapidité et en impulsion transverse de l'ensemble des J/ψ engendrés et du sous-ensemble de J/ψ acceptés.

Les propriétés des J/ψ acceptés, plus précisément celles de ses muons de désintégration, sont utilisées en entrée de PISA⁵, le programme de simulation du détecteur

³La version utilisée ici porte le numéro 6.205. Elle est disponible sur <http://www.thep.lu.se/forbjorn/Pythia.html>

⁴Cela est indispensable pour tenir compte de la variation de la coordonnée longitudinale z_{vtx} du vertex de la collision.

⁵PISA est l'acronyme de *PHENIX Integrated Simulation Application*.

PHENIX. PISA est fondé sur le programme GEANT3⁶ développé au CERN. La partie « statique » de PISA consiste en une description précise de la géométrie et des matériaux composant le détecteur, ainsi que d'une carte précise du champ magnétique. L'autre partie, tout aussi importante, est une implémentation logicielle des interactions des différents types de particules avec toute une variété de matériaux. Ainsi équipé, PISA propage les muons dans les parties sensibles du volume du détecteur en simulant les interactions et les pertes d'énergies occasionnées par la traversée des matériaux. PISA permet ainsi de générer des coups dans les bras muons. Pour chaque coup sont connues les coordonnées et les trois composantes de l'impulsion.

La dernière étape consiste à convertir les coups Monte Carlo ainsi obtenus dans le format DST utilisé pour les données réelles, ce qui est un prélude indispensable pour pouvoir les y insérer mais aussi pour les reconstruire en utilisant le code et les bibliothèques de PHENIX. C'est à ce moment que sont introduits les désalignements⁷ relatifs entre le MuID et le MuTr, auparavant non pris en compte, et qui permettent un meilleur accord entre Monte Carlo et vraies données $p + p$ pour des variables telles que DG0 (cf. section IV.3.1). En effet, la description de la géométrie des détecteurs implique de connaître au mieux leurs positions relatives. L'efficacité de la reconstruction dépend entre autres de la précision de cette description : ainsi, la projection d'une route du MuID vers le MuTr afin d'y rechercher les traces associées peut souffrir de l'ignorance des positions relatives entre ces deux parties du bras muon. Celle-ci conduit à une surestimation de la distance séparant une trace de la route associée, ce que reflètent précisément les variables telles que DG0. Toujours dans l'idée d'améliorer l'accord entre Monte Carlo et données réelles, une bibliothèque dite Monte Carlo (détaillée dans la section suivante) a été utilisée à cette étape ainsi qu'à toutes les étapes suivantes de la simulation (réponse du détecteur, enchâssement des J/ψ Monte Carlo dans de vraies données, reconstruction).

B.1.3 Réponse des bras muons et insertion des J/ψ Monte Carlo dans des données réelles

Ces deux étapes sont effectuées de manière simultanée.

Réponse des bras muons. Les coups Monte Carlo dans le volume actif du détecteur sont traduits en signaux analogues à ceux réellement délivrés en ligne lorsque le détecteur est sollicité. Cela suppose donc de simuler au plus près la réponse du détecteur, autrement dit :

- Il est nécessaire d'utiliser une description réaliste de la géométrie du MuID et du MuTr.

⁶Cf <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>

⁷Les désalignements auxquels nous faisons référence ici sont évalués en utilisant des données récoltées sans champ magnétique. Les trajectoires des particules sont rectilignes et donc aisément prévisibles. La différence entre la position attendue des coups dans le plan de mesure et la position réelle donne une correction de premier ordre à la position du détecteur.

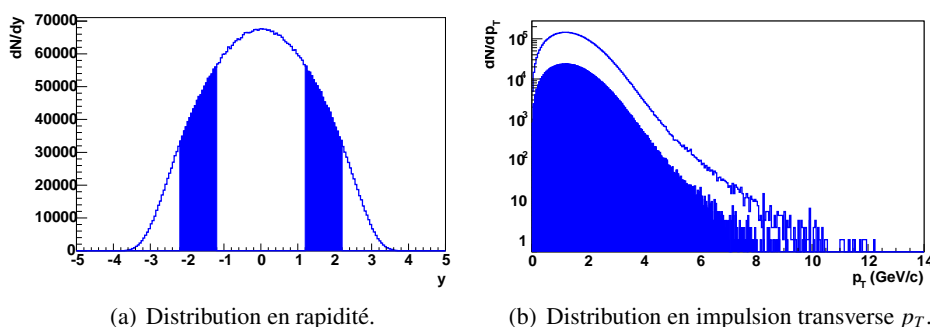


FIG. B.2: Distributions cinématiques de l'ensemble des J/ψ engendrés par PYTHIA et du sous-ensemble dont les muons de désintégration pointent vers l'acceptance géométrique des bras muons (en grisé).

- Nous devons connaître les efficacités des bi-packs de tubes Iarocci du MuID. Leur efficacité est affectée par les variations des hautes tensions autour de la valeur nominale. Ces efficacités sont dérivées d'études sur des données réelles [144] qui ont été conduites sur l'ensemble de la période de prise de données du *Run 5* et non sur un *run* en particulier. Nous utiliserons donc ces efficacités moyennes bien que l'*embedding* ne soit réalisé qu'à partir des données réelles d'un *run* en particulier.
- La connaissance de la configuration des hautes tensions pour le MuTr (anodes volontairement éteintes ou définitivement endommagées et anodes éteintes de temps à autre) est nécessaire pour simuler le volume actif de détection. Cette configuration est répertoriée au sein d'un fichier où ne sont mentionnées que les anodes qui n'apparaissent pas suffisamment réactives en terme de fraction de temps (le minimum requis est de 70% du temps qu'a duré le *run*).
- Les gains et piédestaux obtenus à partir de la calibration permettent de reproduire la numérisation des charges (déposées sur les cathodes) par les ADC du MuTr.
- Les modules d'électronique de lecture non-opérationnels du MuTr occasionnent des pertes d'*acceptance*. Les modules problématiques sont répertoriés (quotienement) lors de la calibration.

La partie « réponse » de la librairie Monte Carlo utilisée à cette étape a été améliorée pour que la simulation s'accorde mieux à la réalité. Le reste, la partie « reconstruction » du code (indépendante de la partie « réponse ») est rigoureusement identique à la librairie utilisée pour reconstruire les données (librairie officielle de PHENIX pro.65). Les améliorations apportées pour le MuTr sont citées ci-après :

- Une efficacité réaliste des chambres a été utilisée (98%, ce qui est conforme à ce qui est mesuré à partir des données réelles, au lieu des précédents 100%).
- La suppression des piédestaux a été ajustée pour coïncider avec celle utilisée

lors de l'acquisition en ligne des données.

- Les paramètres de la distribution de Landau, utilisée pour décrire la forme du dépôt de charge le long d'une piste de cathode, ont été ajustés de sorte que la distribution totale des charges sur les cathodes adjacentes (*clusters*) soit en accord entre le Monte Carlo et les données réelles. Ce processus itératif a été réalisé pour le *Run* 4 Au + Au, en comparant le Monte Carlo avec les données du *Run* 4 p + p. Dans la présente étude, nous utilisons toujours les valeurs des paramètres de Landau issues du *Run* 4. Cependant, nous avons vérifié que l'accord entre le Monte Carlo, les données réelles du *Run* 5 p + p et les données réelles du *Run* 5 Cu + Cu pour la tranche des collisions les plus périphériques (i.e. centralité 80 – 94%) est toujours satisfaisant (cf. Fig B.3 pour le bras Sud du MuTr et Fig B.4 pour le bras Nord du MuTr).
- La résolution spatiale intrinsèque du MuTr est meilleure pour le Monte Carlo que celle qui est constatée sur les données réelles. Cette résolution est évaluée en comparant la position obtenue par ajustement de la trace (pour une cathode donnée) à la position du *cluster* associé. La résolution étant meilleure dans le cas du Monte Carlo, les *hits* constitutifs d'une trace contribuent moins au χ^2_{trk} dérivé de l'ajustement de la trace par l'algorithme de Kalman. Pour restaurer l'accord avec les données réelles, du bruit aléatoire a été ajouté aux charges déposées lors de la simulation sur les pistes de cathodes. Il en résulte un accord satisfaisant entre les distributions Monte Carlo et données réelles du χ^2_{trk} [117, 124].

Insertion des J/ψ Monte Carlo dans des données réelles (*embedding*). Durant cette étape, les *hits* laissés dans le détecteur par les muons des J/ψ Monte Carlo sont superposés, événement par événement, aux *hits* provenant des données réelles. Cette procédure va permettre de reproduire de manière réaliste le taux d'occupation dans le détecteur. Les événements ainsi obtenus sont enregistrés sous le format d'une DST, qui en l'état, est tout-à-fait reconstituable donc prête à être utilisée à la prochaine étape. Cependant, le code du système de déclenchement de niveau 2 (MuTr-Lvl2) a été écrit pour qu'il soit exécuté quasiment en ligne sur le format PRDF natif des prises de données. Nous l'exécutons donc sur le fichier PRDF produit en parallèle avec la DST reconstituable. Il en résulte une DST-Lvl2 contenant uniquement les informations relatives au niveau 2 du système de déclenchement.

B.1.4 Décision des systèmes de déclenchement et reconstruction

La DST-Lvl2 et la DST reconstituable obtenues à l'étape précédente sont simultanément passées dans la chaîne du code de reconstruction hors ligne de PHENIX, ce code étant identique à celui utilisé pour la reconstruction des données réelles. L'émulateur du système de déclenchement MUIDLL1 fonctionne également à ce stade. L'ensemble produit une nanoDST contenant les informations muon, les décisions du MUIDLL1 et les informations du système de déclenchement de niveau 2. L'émulateur du MUIDLL1 effectue une reconstruction rapide de routes unidimensionnelles. Pour chaque orientation, la reconstruction d'une route unidimensionnelle nécessite un coup dans au moins un des deux premiers plans de mesure, et au moins un autre

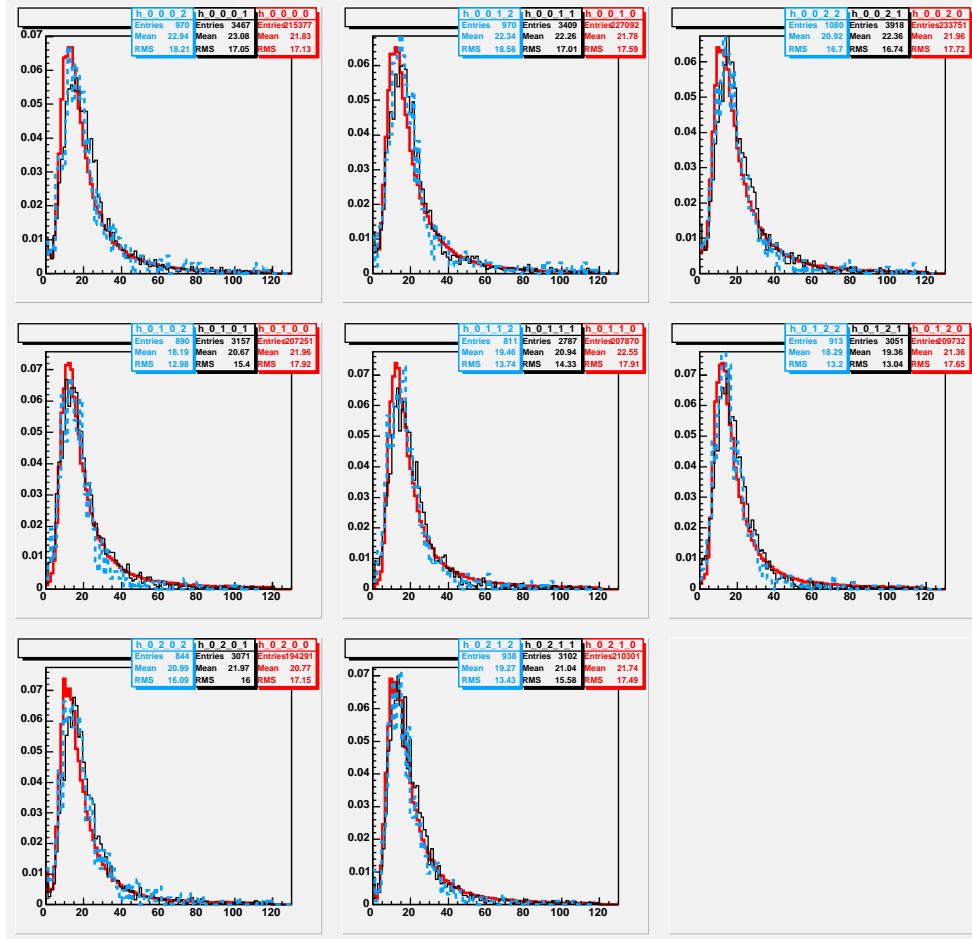


FIG. B.3: Distribution *gap* par *gap* (de gauche à droite) des charges totales sur les clusters pour chaque station (de haut en bas) du MuTr Sud. La ligne rouge en trait continu représente la distribution obtenue avec des J/ψ Monte Carlo « purs », la ligne noire en trait continu représente la distribution obtenue avec des données réelles du Run 5 p + p et la ligne bleue en trait discontinu correspond à celle obtenue avec des données réelles du Run 5 Cu + Cu pour la classe de centralité la plus périphérique (80-94%).

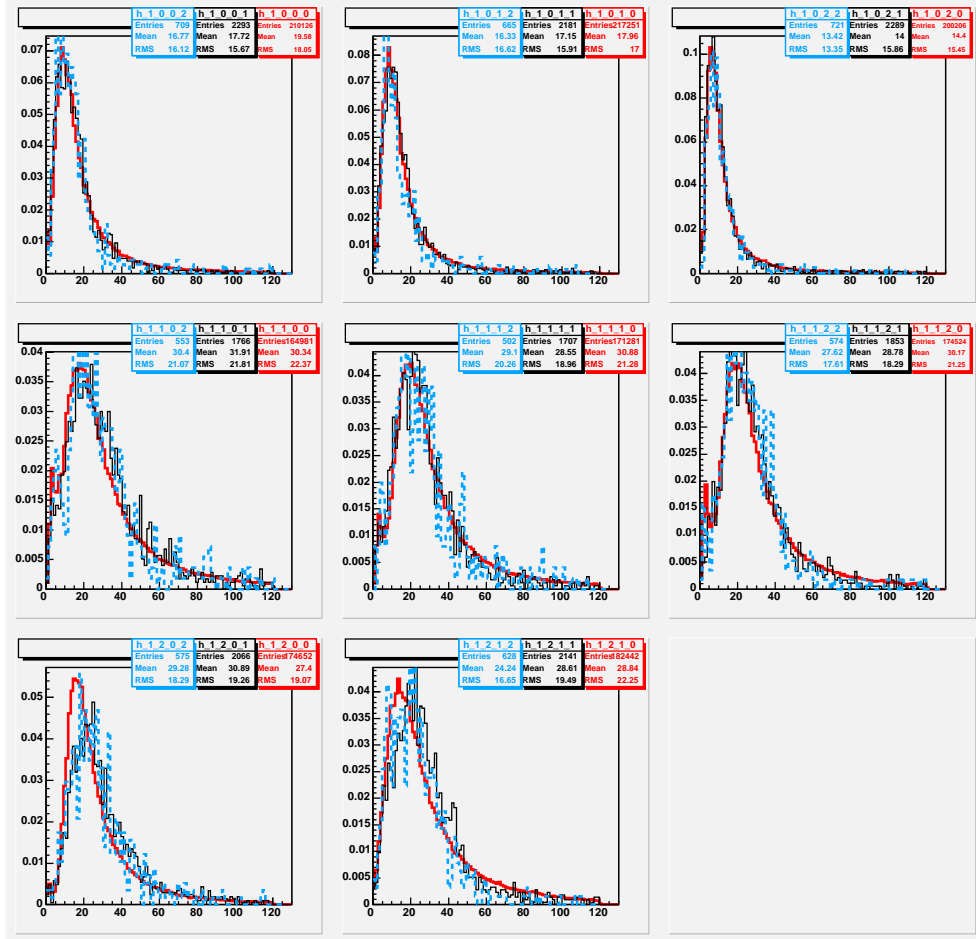


FIG. B.4: Distribution *gap* par *gap* (de gauche à droite) des charges totales sur les clusters pour chaque station (de haut en bas) du MuTr Nord. La ligne rouge en trait continu représente la distribution obtenue avec des J/ψ Monte Carlo « purs », la ligne noire en trait continu représente la distribution obtenue avec des données réelles du *Run* 5 p + p et la ligne bleue en trait discontinu correspond à celle obtenue avec des données réelles du *Run* 5 Cu + Cu pour la classe de centralité la plus périphérique (80-94%).

dans les deux derniers. Il faut également un nombre minimum de plans de mesure touchés. Rappelons que, durant le *Run 5* Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (où est utilisé en ligne pour la première fois le MUIDLL1⁸), ce nombre a été fixé à quatre plans de mesure touchés sur cinq pour près de la première moitié de la luminosité enregistrée. Pour la deuxième moitié, ce nombre a été ramené à trois plans touchés sur cinq. La première condition est dénommée « MUIDLL1 4/5 » et la deuxième « MUIDLL1 3/5 ». Deux bibliothèques Monte Carlo, une pour chaque disposition du MUIDLL1, ont été utilisées, de sorte que la reconstruction a été réalisée deux fois pour le *run* de référence.

B.1.5 Évaluation de l'acceptance \times efficacité

Nous utilisons ici les nanoDST obtenues à l'issue de la reconstruction. Les muons reconstruits passent l'étape ultime d'extraction du signal, en tout point identique à celle que subissent les données réelles : coupures d'analyse, soustraction du bruit de fond, comptage du nombre de J/ψ grâce à différents ajustements réalisés sur le spectre de masse (tout cela est détaillé dans la section IV.3, page 107). Le nombre de J/ψ trouvés est alors comparé au nombre de J/ψ engendrés pour obtenir les corrections d'acceptance \times efficacité.

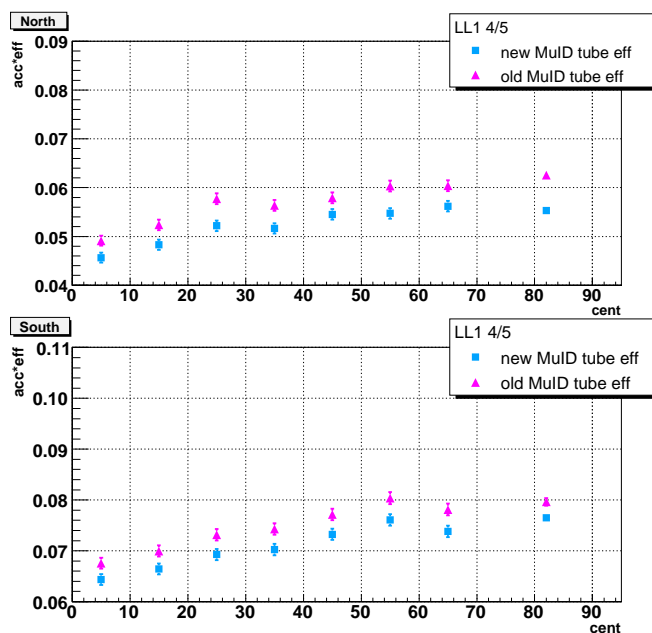
B.2 Effet des efficacités finales pour les tubes du MuID

Sur la Fig B.5, nous comparons les corrections d'acceptance \times efficacité obtenues en utilisant dans la simulation les valeurs préliminaires ou finales des efficacités des tubes du MuID. Étant donné que les valeurs finales sont en moyenne inférieures aux valeurs préliminaires (de 2%, cf. Table B.2), les nouvelles corrections d'acceptance \times efficacité devraient être plus basses. Nous constatons effectivement une diminution de 5% en moyenne (intégrée sur tout l'intervalle en centralité).

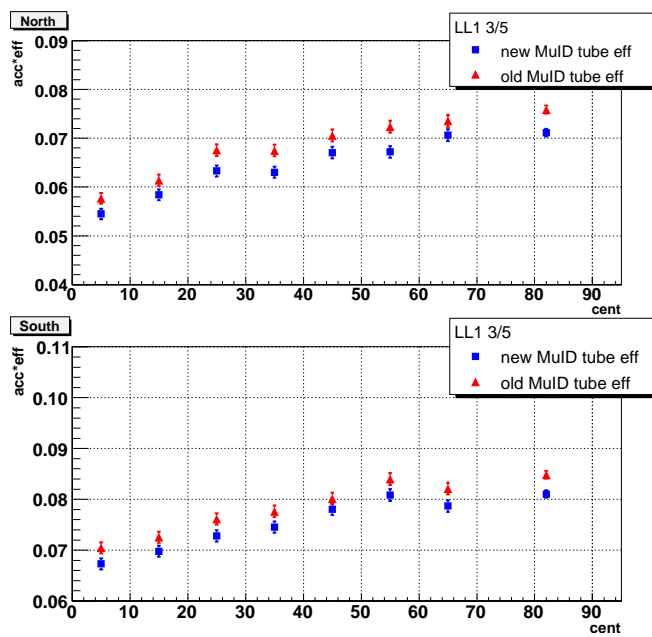
MuID		gap 0	gap 1	gap 2	gap 3	gap 4	moyenne
Sud	préliminaire	0.944	0.944	0.967	0.960	0.943	0.952
	final	0.930	0.928	0.956	0.947	0.909	0.934
Nord	préliminaire	0.954	0.932	0.943	0.949	0.944	0.945
	final	0.943	0.917	0.929	0.932	0.908	0.926

TAB. B.2: Efficacités moyennes par bi-pack de tubes du MuID calculées pour chaque plan de mesure à partir des fichiers préliminaires puis finals décrivant les efficacités de tous les bi-packs. Les nouvelles efficacités sont en moyenne inférieures de $\sim 2\%$ aux anciennes.

⁸Une version moins sophistiquée de système de déclenchement de niveau 1, associé au MuID, était utilisée dans les précédentes prises de données. Ce système de déclenchement, nommé BLT (*Blue Logic Trigger*), ne réalisait pas de reconstruction de routes.



(a) Condition MUIDLL1 4/5. En haut (bas) : bras Nord (Sud).



(b) Condition MUIDLL1 3/5. En haut (bas) : bras Nord (Sud)

FIG. B.5: Corrections d'acceptance \times efficacité en fonction de la centralité (huit tranches en centralité), obtenues en utilisant les valeurs préliminaires (triangles) et finales (carrés) des efficacités pour les tubes du MuID pour chacune des deux conditions du MUIDLL1. Erreurs statistiques uniquement.

B.3 Résultats

Dans cette section, nous ne faisons référence qu'aux valeurs $A\epsilon_{J/\psi}$ qui sont les moyennes pondérées des corrections obtenues en utilisant la condition 3/5 puis 4/5 pour le MUIDLL1, la pondération étant la luminosité relative associée aux données prises avec chaque disposition du système de déclenchement.

Dépendance en centralité. Dans la Table B.3 figurent les valeurs $A\epsilon_{J/\psi}$ en fonction de la centralité (intégrées sur tout l'intervalle en rapidité $|y| \in [1, 2; 2, 2]$ et en p_T). Elles peuvent être comparées avec la moyenne obtenue en déterminant les corrections d'acceptance×efficacité de manière individuelle pour tous les *runs* de la prise de données (cf. section V.4.6) : les valeurs sont compatibles dans les barres d'erreurs statistiques pour le bras Nord ; la différence est perceptible dans le bras Sud.

centralité	bras Sud	bras Nord
[0, 10]	0.0658 ± 0.0011	0.0499 ± 0.0010
[10, 20]	0.0681 ± 0.0011	0.0532 ± 0.0011
[20, 30]	0.0710 ± 0.0011	0.0575 ± 0.0011
[30, 40]	0.0723 ± 0.0011	0.0571 ± 0.0011
[40, 50]	0.0756 ± 0.0011	0.0606 ± 0.0011
[50, 60]	0.0784 ± 0.0012	0.0607 ± 0.0011
[60, 70]	0.0762 ± 0.0011	0.0631 ± 0.0012
[70, 94]	0.0787 ± 0.0008	0.0629 ± 0.0007

TAB. B.3: Correction d'acceptance×efficacité (moyenne des valeurs obtenues pour chaque disposition du MUIDLL1) en fonction de la centralité (huit tranches en centralité). Erreurs statistiques uniquement.

Dépendance en p_T . La Fig B.6 montre la dépendance en implusion transverse p_T des corrections d'acceptance×efficacité (en considérant la totalité de l'intervalle en centralité et en rapidité) : l'évolution des corrections d'acceptance×efficacité en fonction de p_T est d'abord décroissante puis croissante, le minimum étant atteint autour de 2,5 GeV/c. Il nous faut mentionner ici que, en raison de la forme de la distribution en p_T utilisée par PYTHIA, nous avons dû engendrer un lot additionnel de 249,4 mille J/ψ Monte Carlo avec un $p_T > 2,5$ GeV/c. Ceci nous permet de disposer de dix fois plus de statistique pour les deux derniers intervalles en p_T et donc de diviser par un facteur de l'ordre de trois notre erreur statistique. Ce lot additionnel est d'autant plus crucial que nous souhaitons aussi examiner la dépendance en p_T par tranche de centralité. Celle-ci est montrée sur la Fig B.7 : en règle générale, l'évolution des corrections d'acceptance×efficacité en fonction de p_T est similaire d'une tranche de centralité à l'autre. Cependant, pour le bras Nord, la valeur mesurée dans le dernier intervalle en p_T pour la tranche 20–40% en centralité se démarque de l'évolution attendue. Nous n'avons pas identifié de *bug* évident au niveau des calculs.

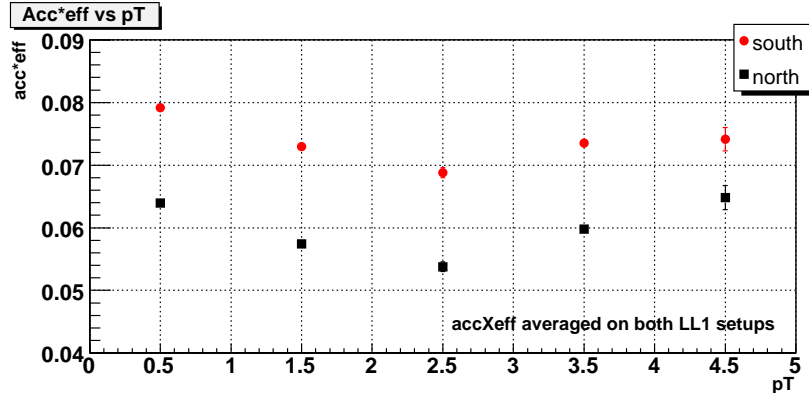


FIG. B.6: Correction d'acceptance \times efficacité (moyenne des valeurs obtenues pour chaque disposition du MUIDLL1) en fonction de l'impulsion transverse (cinq tranches en p_T), pour le bras Nord (carrés noirs) et le bras Sud (cercles rouges). Erreurs statistiques uniquement.

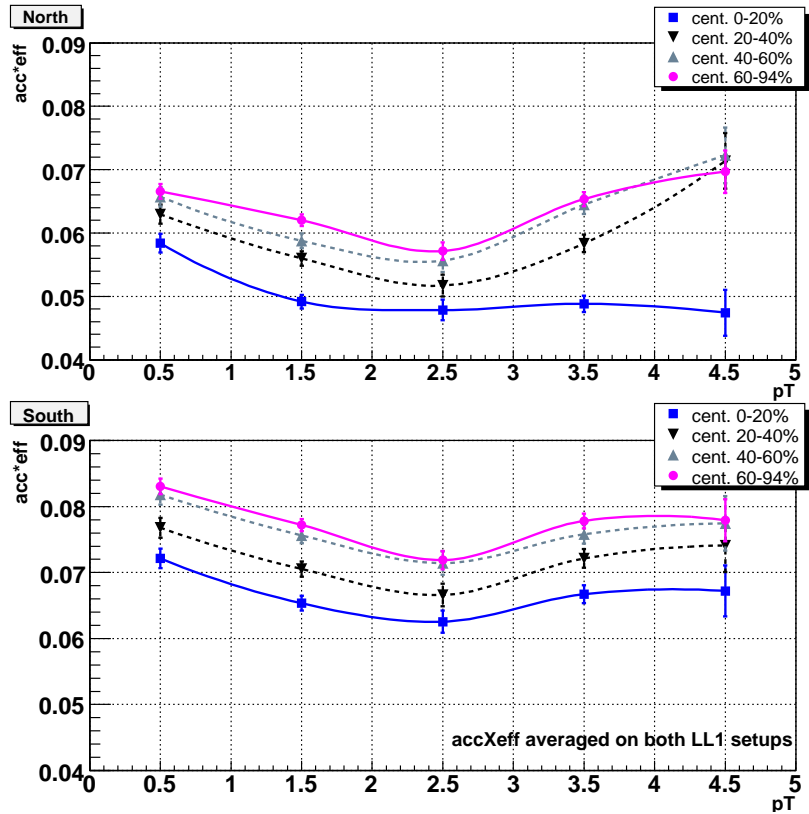


FIG. B.7: Correction d'acceptance \times efficacité (moyenne des valeurs obtenues pour chaque disposition du MUIDLL1) en fonction de l'impulsion transverse (cinq tranches en p_T), pour quatre tranches en centralité, pour le bras Nord (en haut) et le bras Sud (en bas). Erreurs statistiques uniquement.

Dépendance en rapidité. La Fig B.8 montre la dépendance en rapidité des corrections d'acceptance×efficacité, tandis que la Fig B.9 montre cette dépendance pour chaque tranche en centralité. La différence d'acceptance×efficacité entre le bras Nord et le bras Sud apparaît ici bien mieux qu'ailleurs : bien qu'ils couvrent le même domaine en rapidité, l'efficacité dans le bras Nord est nettement inférieure à celle du bras Sud. Des études précédentes [123] ont montré que des différences de multiplicité sont constatées d'un bras à l'autre, le Nord bénéficiant d'une plus grande multiplicité. Comme l'algorithme de reconstruction est de moins en moins efficace lorsque la multiplicité augmente, ceci justifie en partie la différence d'acceptance×efficacité observée ici. L'effet est ici amplifié par le problème matériel rencontré pour le MUIDLL1 dans le bras Nord.

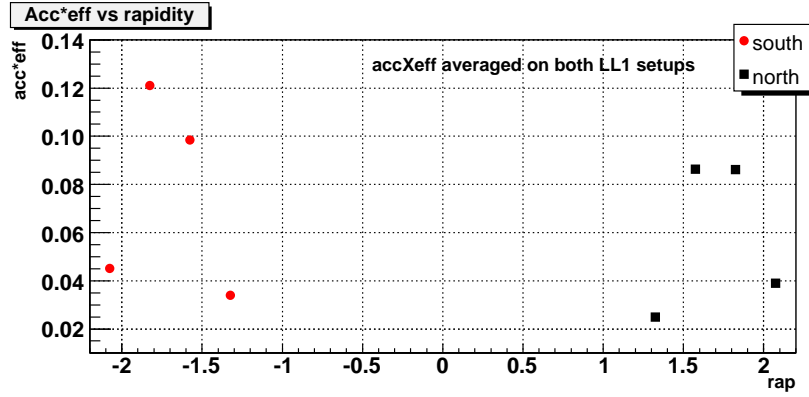


FIG. B.8: Correction d'acceptance \times efficacité (moyenne des valeurs obtenues pour chaque disposition du MUIDLL1) en fonction de la rapidité (quatre tranches en rapidité), pour le bras Nord (carrés noirs) et le bras Sud (cercles rouges). Erreurs statistiques uniquement.

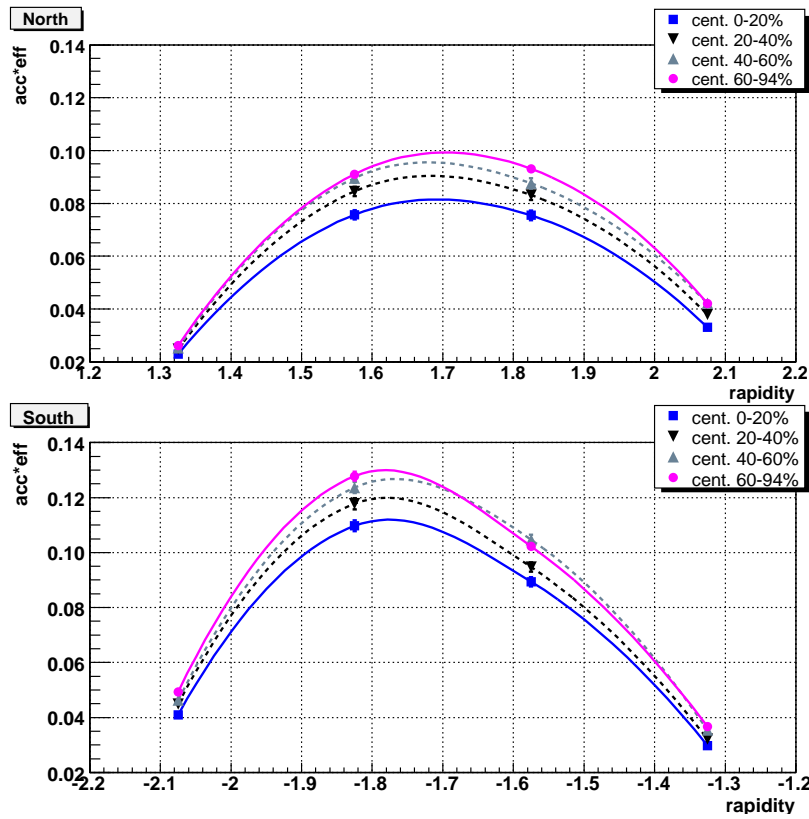


FIG. B.9: Correction d'acceptance \times efficacité (moyenne des valeurs obtenues pour chaque disposition du MUIDLL1) en fonction de la rapidité (quatre tranches en rapidité), pour quatre tranches en centralité, pour le bras Nord (en haut) et le bras Sud (en bas). Erreurs statistiques uniquement.

C

Valeurs tabulées des corrections d'*acceptance* \times efficacité moyennées sur tout le *Run 5* Cu + Cu

Nous reportons ci-après, sous forme de tableaux, les valeurs moyennes pondérées par la luminosité *run* par *run* des corrections d'*acceptance* \times efficacité déterminées sur l'ensemble de la prise de données du *Run 5* Cu + Cu. Elles ont été évaluées selon la méthode exposée à la section V.4 (page 128). Seules sont reportées la dépendance en impulsion transverse et celle en rapidité (les valeurs tabulées par tranche de centralité ont déjà présentées dans la section sus-citée).

C.1 Dépendance en impulsion transverse

p_T (GeV/c)	bras Sud	bras Nord
[0, 1]	0.0767 ± 0.0010	0.0632 ± 0.0010
[1, 2]	0.0693 ± 0.0008	0.0567 ± 0.0008
[2, 3]	0.0647 ± 0.0011	0.0541 ± 0.0012
[3, 4]	0.0715 ± 0.0009	0.0585 ± 0.0009
[4, 5]	0.0714 ± 0.0027	0.0653 ± 0.0028

TAB. C.1: Corrections d'*acceptance* \times efficacité moyennées sur tous les bons *runs* en fonction de l'impulsion transverse (cinq tranches en p_T). Erreurs statistiques uniquement.

centralité	p_T (GeV/c)	bras Sud	bras Nord
[0, 20]	[0, 1]	0.0649 ± 0.0020	0.0529 ± 0.0020
	[1, 2]	0.0582 ± 0.0015	0.0444 ± 0.0015
	[2, 3]	0.0544 ± 0.0023	0.0436 ± 0.0023
	[3, 4]	0.0617 ± 0.0057	0.0423 ± 0.0053
	[4, 5]	0.0468 ± 0.0144	0.0651 ± 0.0190
[20, 40]	[0, 1]	0.0701 ± 0.0021	0.0586 ± 0.0021
	[1, 2]	0.0623 ± 0.0016	0.0523 ± 0.0016
	[2, 3]	0.0592 ± 0.0024	0.0479 ± 0.0024
	[3, 4]	0.0692 ± 0.0060	0.0513 ± 0.0059
	[4, 5]	0.0538 ± 0.0157	0.1381 ± 0.0258
[40, 60]	[0, 1]	0.0752 ± 0.0021	0.0598 ± 0.0021
	[1, 2]	0.0661 ± 0.0016	0.0534 ± 0.0016
	[2, 3]	0.0636 ± 0.0025	0.0504 ± 0.0024
	[3, 4]	0.0749 ± 0.0062	0.0624 ± 0.0064
	[4, 5]	0.1032 ± 0.0209	0.0624 ± 0.0184
[60, 94]	[0, 1]	0.0734 ± 0.0016	0.0626 ± 0.0017
	[1, 2]	0.0685 ± 0.0013	0.0567 ± 0.0013
	[2, 3]	0.0627 ± 0.0019	0.0549 ± 0.0019
	[3, 4]	0.0737 ± 0.0047	0.0511 ± 0.0044
	[4, 5]	0.0921 ± 0.0153	0.0695 ± 0.0148

TAB. C.2: Corrections d'acceptance \times efficacité moyennées sur tous les bons *runs* en fonction de l'impulsion transverse (cinq tranches en p_T) pour quatre tranches en centralité. Erreurs statistiques uniquement.

C.2 Dépendance en rapidité

rapidité	acceptance \times efficacité
[-2.20, -1.95]	0.0445 ± 0.0009
[-1.95, -1.70]	0.1164 ± 0.0013
[-1.70, -1.45]	0.0928 ± 0.0011
[-1.45, -1.20]	0.0321 ± 0.0007
[1.20, 1.45]	0.0240 ± 0.0006
[1.45, 1.70]	0.0858 ± 0.0012
[1.70, 1.95]	0.0858 ± 0.0013
[1.95, 2.20]	0.0385 ± 0.0010

TAB. C.3: Corrections d'acceptance \times efficacité moyennées sur tous les bons *runs* en fonction de la rapidité (quatre partitions en y pour chaque bras). Erreurs statistiques uniquement.

centralité	rapidité	acceptance \times efficacité
[0, 20]	[-2.20, -1.95]	0.0367 ± 0.0019
	[-1.95, -1.70]	0.0985 ± 0.0027
	[-1.70, -1.45]	0.0794 ± 0.0023
	[-1.45, -1.20]	0.0256 ± 0.0013
	[1.20, 1.45]	0.0305 ± 0.0016
	[1.45, 1.70]	0.1071 ± 0.0029
	[1.70, 1.95]	0.1120 ± 0.0032
	[1.95, 2.20]	0.0475 ± 0.0024
[20, 40]	[-2.20, -1.95]	0.0403 ± 0.0020
	[-1.95, -1.70]	0.1085 ± 0.0028
	[-1.70, -1.45]	0.0831 ± 0.0024
	[-1.45, -1.20]	0.0278 ± 0.0013
	[1.20, 1.45]	0.0331 ± 0.0016
	[1.45, 1.70]	0.1167 ± 0.0030
	[1.70, 1.95]	0.1159 ± 0.0033
	[1.95, 2.20]	0.0510 ± 0.0024
[40, 60]	[-2.20, -1.95]	0.0449 ± 0.0021
	[-1.95, -1.70]	0.1114 ± 0.0029
	[-1.70, -1.45]	0.0903 ± 0.0025
	[-1.45, -1.20]	0.0312 ± 0.0014
	[1.20, 1.45]	0.0370 ± 0.0017
	[1.45, 1.70]	0.1202 ± 0.0031
	[1.70, 1.95]	0.1262 ± 0.0034
	[1.95, 2.20]	0.0574 ± 0.0026
[60, 94]	[-2.20, -1.95]	0.0441 ± 0.0016
	[-1.95, -1.70]	0.1117 ± 0.0022
	[-1.70, -1.45]	0.0897 ± 0.0019
	[-1.45, -1.20]	0.0331 ± 0.0011
	[1.20, 1.45]	0.0362 ± 0.0013
	[1.45, 1.70]	0.1200 ± 0.0023
	[1.70, 1.95]	0.1248 ± 0.0026
	[1.95, 2.20]	0.0607 ± 0.0020

TAB. C.4: Corrections d'acceptance \times efficacité moyennées sur tous les bons *runs* en fonction de la rapidité (quatre partitions en y pour chaque bras) pour quatre tranches en centralité. Erreurs statistiques uniquement.

D

Modélisation des effets nucléaires froids

Dans le cadre de l'étude des effets nucléaires froids, nous avons développé un programme Monte Carlo qui s'appuie sur le modèle de Glauber (cf annexe A) et dont l'objectif est de reproduire ces effets en s'appuyant sur les distributions mesurées du J/ψ dans les collisions $p + p$. Dans cette annexe, nous présentons le principe de la méthode : dans un premier temps, nous décrivons le principe de la création d'une collision noyau-noyau, puis nous aborderons le problème de la création du J/ψ et de l'introduction des effets de *shadowing* dans le cadre du modèle CF.

Dans le cadre de la simulation Monte Carlo, une collision noyau-noyau est produite en suivant trois étapes :

1. Génération aléatoire du paramètre d'impact à partir de la distribution $2\pi b db$ et positionnement des noyaux A et B .
2. Positionnement des nucléons dans le noyau par tirage aléatoire sur les profils de densité des noyaux.
3. Pour chaque nucléon du noyaux A , déterminer si une des interactions a eu lieu avec un ou plusieurs nucléons du noyau B . Une interaction a lieu entre le nucleon i du noyau A et le nucleon j du noyau B si

$$\pi \times [(x_A^i - x_B^j)^2 + (y_A^i - y_B^j)^2] < \sigma_{NN}$$

En s'appuyant sur ce schéma, il est possible de calculer pour une collision noyau-noyau donnée, le nombre de participants N_{part} et le nombre de collisions N_{coll} . Le profil de densité des noyaux est défini à l'aide des fonctions de Woods-Saxon 2pF (voir annexe sur le modèle de Glauber) :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R)/a}} \quad (D.1)$$

A titre indicatif, les paramètres standards utilisés dans le cadre des fonctions de Woods-Saxon sont donnés dans le tableau D.1.

La production du J/ψ est effectuée en utilisant les distributions expérimentales de la rapidité y et de l'impulsion transverse p_T telles qu'obtenues dans les collisions

	Al	Cu	Au	W	Pb	U
R (fm)	2.84	4.21	6.38	6.51	6.62	6.81
a (fm)	0.57	0.59	0.54	0.54	0.55	0.61

TAB. D.1: Paramètres de Woods-Saxon pour différents noyaux

p + p, ainsi que les effets de *shadowing* et d'absorption par la matière nucléaire. Ici encore, nous procédons en trois étapes :

1. Pour chaque collision nucléon-nucléon, création d'un candidat J/ψ .
2. Pour chaque candidat, calcul de la section efficace effective de production et vérification de la production éventuelle d'un J/ψ .
3. Pour chaque J/ψ produit, test de son absorption par la matière nucléaire.

D.1 Création d'un J/ψ

À $\sqrt{s} = 200$ GeV, l'expérience PHENIX a mesuré la production du J/ψ dans les collisions p + p, fournissant les sections efficaces différentielles de production du J/ψ à la fois en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité. En s'appuyant sur ces deux distributions, nous pouvons créer un échantillon de J/ψ possédant les bonnes caractéristiques cinématiques. En tirant aléatoirement y et p_T , on détermine l'impulsion comme suit :

$$p_x = p_T \times \cos \phi \quad p_y = p_T \times \sin \phi \quad p_z = M_T * \sinh(y) \quad (\text{D.2})$$

où ϕ est l'angle azimuthal dans le plan transverse (de l'impulsion transverse) et est généré aléatoirement dans l'intervalle $[0 : 2\pi]$ et où M_T est la masse transverse avec $M_T = \sqrt{p_T^2 + M^2}$. Afin de nous restreindre au domaine physique de l'espace des phases, nous imposons pour chaque événement la condition cinématique suivante

$$p_z < \sqrt{\frac{s}{4} - M^2} \quad (\text{D.3})$$

pour s'assurer qu'aucun J/ψ n'aurait une énergie longitudinale supérieure à $\sqrt{s}/2$. Si, pour un J/ψ , cette condition n'est pas satisfaite, de nouvelles valeurs de y , p_T et ϕ sont à nouveau générées.

D.2 Production effective d'un J/ψ

Comme précédemment mentionné, pour chaque collision nucléon-nucléon, un candidat J/ψ est produit. Dans cette section, nous décrivons le processus qui conduit à la production effective du J/ψ . Nous montrerons aussi comment les effets de *shadowing* sont pris en compte.

D.2.1 Principe de la méthode

Pour chaque collision nucléon-nucléon, un J/ψ est produit si

$$Rand[0 : 1] < \sigma^{J/\psi} / \sigma_{NN}$$

où :

- $Rand[0 : 1]$ est un nombre aléatoire pris dans l'intervalle $[0 : 1]$;
- $\sigma^{J/\psi}$ est la section efficace de production du J/ψ ;
- σ_{NN} est la section efficace d'interaction inélastique nucléon-nucléon.

Le rapport $\sigma^{J/\psi} / \sigma_{NN}$ n'est en fait que la probabilité de produire un J/ψ dans une collision nucléon-nucléon donnée. Si ce rapport est plus grand que $Rand[0 : 1]$, le J/ψ est produit.

En pratique, puisque la section efficace de production du J/ψ est proportionnelle au nombre de collisions, nous prenons $\sigma^{J/\psi} = 20$ mb. Ceci nous permet ainsi de produire une quantité importante de J/ψ en utilisant un temps de calcul raisonnable. Notons cependant qu'afin d'éviter des effets de bord, $\sigma^{J/\psi}$ est prise moins d'un facteur deux plus petite que σ^{NN} (42 mb).

D.2.2 Prise en compte des effets de *shadowing*

Notre modélisation du *shadowing* s'appuie sur trois considérations :

1. Les effets de *shadowing* sont fonctions de y et p_T (ou de x et Q^2). En conséquence la section efficace effective de production du J/ψ dépendra de la rapidité et de l'impulsion transverse du candidat J/ψ .
2. Les effets de *shadowing* affectent les fonctions de structure nucléaires dans un noyau donné. Par conséquent, dans les collisions noyaux-noyaux, la correction globale peut être factorisée comme suit : $R_{shadow} = R_{shadow}^A \times R_{shadow}^B$ où A et B sont les noyaux considérés.
3. Les effets de *shadowing* dépendent de l'environnement nucléaire du parton interagissant. Ils dépendent donc de la position du parton dans le noyau.

Toutes ces considérations sont contenues dans le facteur de *shadowing* $R_{shadow}(y, p_T, \vec{r})$ qui affecte la production du J/ψ comme suit :

$$\sigma_{effective}^{J/\psi} = \sigma^{J/\psi} \times R_{shadow}(y, p_T, \vec{r}) \quad (D.4)$$

où $\sigma_{effective}^{J/\psi}$ est la section efficace de production du J/ψ qui contient les effets de *shadowing*. Dans ce contexte, pour une collision nucléon-nucléon donnée, un J/ψ est produit si : $Rand[0 : 1] < \sigma_{effective}^{J/\psi} / \sigma_{NN}$.

CF shadowing. – Dans le cadre du modèle CF, les effets de *shadowing* sont introduits comme suit :

$$R_{shadow}^A(b) = \frac{1}{1 + A F(y, p_T) T_A(b)} \quad (D.5)$$

où $R_{shadow}^A(b)$ correspond au facteur de *shadowing* pour un noyau A et $F(y, p_T)$ est la fonction de *shadowing* du modèle. Par ailleurs, dans cette équation, $AT_A(b)$ correspond au nombre de nucléons vus par un nucléon donné situé à une distance b . Ce nombre dépend de la position du nucléon considéré dans le noyau ; les nucléons centraux « voient » plus de nucléons environnant que les nucléons périphériques.

Dans notre modèle, ce nombre peut être calculé événement par événement. En définissant N_S le nucléon qui subit le *shadowing* et d la distance entre N_S et un nucléon N appartenant au même noyau, N_S subit l'influence de N si $\pi d^2 < \sigma_{surf}$, où σ_{surf} est la surface transverse du nucléon. Puisque la densité moyenne de nucléons dans un noyau est $\rho_0 = (\frac{4}{3}\pi r^3)^{-1} = 0,17 \text{ nucléons/fm}^3$, nous prenons $\sigma_{surf} = \pi r^2 = 3,94 \text{ fm}^2$. Finalement, en considérant N_{surf} le nombre de nucléons qui contribuent aux effets de *shadowing* sur N_S , nous trouvons :

$$R_{shadow} = R_{shadow}^A \times R_{shadow}^B = \frac{1}{1 + N_{surf}^A F(y, p_T)} \times \frac{1}{1 + N_{surf}^B F(y, p_T)} \quad (\text{D.6})$$

où $F(y, p_T)$ est la fonction de *shadowing* telle que définie dans le modèle CF et y et p_T sont respectivement la rapidité et l'impulsion transverse du candidat J/ψ .

R_{shadow} étant donné, nous pouvons alors calculer la section efficace effective de production du J/ψ suivant l'équation (D.4) et tester si le J/ψ est produit suivant l'équation (D.5).

Table des figures

I.1	Évolution de la constante de couplage α_s de l'interaction forte en fonction de l'échelle d'énergie.	4
I.2	Vue schématique de la matière hadronique selon sa densité.	5
I.3	Densité d'énergie ε/T^4 en fonction de la température T/T_c	8
I.4	Écrantage de couleur du potentiel inter-quark.	9
I.5	Diagramme de phases de la matière hadronique et exploration réalisée par les différents collisionneurs/accélérateurs d'ions lourds.	10
I.6	Énergie transverse mesurée par unité de pseudo-rapacité à pseudo-rapacité médiane ($\eta = 0$) et densité d'énergie correspondante ε_{Bj} (calculée à $\tau_0 = 1$ fm/c).	13
I.7	Vue schématique de la géométrie d'une collision relativiste d'ions lourds.	15
I.8	Pouvoir d'arrêt (ou inversement transparence) de la matière nucléaire selon l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision.	16
I.9	Distributions en rapidité des π^+ émis dans les collisions centrales Au + Au (AGS et RHIC) et Pb + Pb (SPS) pour différentes énergies disponibles par paire de nucléons dans le centre de masse.	17
I.10	Dépendance en impulsion transverse p_T (ou en fraction d'impulsion transverse x_T) de la production inclusive de hadrons chargés, mesurée à mi-rapacité par diverses expériences à différentes valeurs de \sqrt{s} dans les collisions p + p.	18
I.11	Taux de production total de particules chargées $N_{ch}/\langle N_{part}/2 \rangle$ normalisé par le nombre de paires de nucléons participants aux collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 19, 6, 62, 4, 130$ et 200 GeV en fonction du nombre de nucléons participants N_{part}	20
I.12	Taux de production d'électrons non-photoniques mesurés dans les collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, normalisé par N_{coll} et présenté en fonction de la centralité en terme de N_{coll}	21
I.13	Distribution en pseudo-rapacité de la production de particules chargées mesurée par PHOBOS selon différents types de systèmes et d'énergie dans le centre de masse de la collision.	25

I.14	Suppression du J/ψ en fonction de la densité d'énergie ε_{Bj} observée dans les collisions Pb + Pb et dans les collisions S + U à $\sqrt{s_{NN}} = 17,2$ GeV par les expériences respectives NA50 et NA38.	26
II.1	Caractéristiques (masse invariante, nombres quantiques) et transitions possibles entre les différents états physiques faisant partie de la famille du charmonium.	28
II.2	Rapport de la production du $\psi(2S)$ sur celle du J/ψ mesuré dans les collisions p + A reporté en fonction du numéro atomique A et en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse.	30
II.3	Fraction $F_{\chi_{cJ}}$ de J/ψ issus de la désintégration $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi\gamma$ mesurée dans divers types de collisions et à différentes énergies \sqrt{s} disponibles dans le centre de masse.	31
II.4	Comportement de différentes représentations paramétriques des PDF selon le type de parton, sa fraction d'impulsion et l'échelle d'énergie de la réaction partonique considérée.	35
II.5	Évolution en fonction de \sqrt{s} de la contribution relative du processus $g + g \rightarrow c\bar{c}$ à la section efficace totale du production.	36
II.6	Fusion de gluons à l'ordre α_s^2	39
II.7	Fusion de gluons à l'ordre α_s^3	39
II.8	Dépendance en impulsion transverse de la production du J/ψ mesurée au Tevatron et comparée à différents modes de production du J/ψ	44
II.9	Évolution de la polarisation du J/ψ en fonction de son impulsion transverse mesurée au Tevatron.	45
II.10	Dépendance en rapidité de la section efficace de production du J/ψ mesurée dans les collisions p + p à $\sqrt{s} = 200$ GeV au RHIC	46
II.11	Dépendance en impulsion transverse de la section efficace de production du J/ψ mesurée dans les collisions p + p à $\sqrt{s} = 200$ GeV au RHIC	46
II.12	Évolution du rapport $R_g^A(x, Q^2)$ de modification des PDF des gluons dans un noyau de Pb en fonction de x pour différentes valeurs de Q^2	49
II.13	Évaluation de l'absorption nucléaire du J/ψ et du $\psi(2S)$ en fonction de la longueur L de matière traversée au SPS.	52
II.14	Facteur de modification nucléaire du J/ψ dans les collisions d + Au comparé aux prédictions du modèle EKS <i>shadowing</i> pour deux valeurs différentes de la section efficace d'absorption nucléaire.	54
II.15	Facteur de modification nucléaire du J/ψ dans les collisions d + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV en fonction de N_{coll} , pour les trois fenêtres en rapidité explorées par PHENIX, et comparé aux prédictions du modèle d'effets froids CF <i>shadowing</i>	55
III.1	<i>Acceptance</i> des spectromètres centraux et des spectromètres à muons de PHENIX pour diverses particules.	60
III.2	Vue tridimensionnelle des éléments du détecteur PHENIX	61

III.3	Configuration des lignes du champ magnétique dû aux aimants des bras centraux et des bras à muon.	61
III.4	Vue en coupe des spectromètres centraux et des spectromètres à muons	62
III.5	Agencement des ZDC installés entre les deux tubes à vide où circule le faisceau faisceau, de part et d'autre du point d'interaction.	64
III.6	Structure d'un ZDC.	64
III.7	Photographies du BBC.	66
III.8	Multiplicité vue par le BBC.	67
III.9	Distributions du nombre de nucléons participants par collision Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ obtenues grâce au modèle de Glauber.	68
III.10	Structure d'un spectromètre à muon.	70
III.11	Épaisseur de matière traversée exprimée en longueur d'interaction du pion dans le bras muon Sud en fonction de la distance au point d'interaction.	71
III.12	Structure du trajectrographe à muons	72
III.13	Segmentation et nomenclature des deux trajectrographes à muon . . .	74
III.14	Structure, fonctionnement d'un <i>gap</i> et orientation relative des cathodes dans un <i>gap</i>	75
III.15	Exemple de distribution de charge sur des pistes de cathodes voisines .	76
III.16	Échantillonnage et numérisation du signal.	77
III.17	Chemin suivi par les signaux depuis les chambres jusqu'au système d'acquisition.	79
III.18	Système d'étalonnage de la réponse l'électronique de lecture en fonction des signaux en provenance des pistes de cathode du MuTr	81
III.19	Les panneaux composant chaque plan du MuID et leur numérotation .	83
III.20	Structure d'un panneau du MuID.	84
III.21	Organisation de l'électronique de lecture pour un bras et une orientation pour le MuID.	85
III.22	Système d'acquisition de données de PHENIX	88
IV.1	Algorithme du MUIDLL1 au niveau d'un <i>symset</i>	92
IV.2	Bi-packs touchés le long de la trajectoire la plus probable d'un muon issu du vertex et <i>symset</i> correspondant.	94
IV.3	Bi-packs membres d'un <i>symset</i> pour la recherche de route dans le MuID effectuée préalablement au MuTr-Lvl2.	96
IV.4	Efficacité moyenne des bi-packs pour le bras Sud du MuID en fonction du numéro de <i>run</i>	101
IV.5	Deux exemples différents de combinaison des informations de routes horizontale et verticale en vue d'en déduire l'emplacement véritable d'un coup sur un <i>gap</i> du MuID.	105
IV.6	Recherche des coups constitutifs d'une trace dans le MuTr.	106
IV.7	Spectres de masse invariante de l'ensemble de la statistique disponible pour le <i>Run 5</i> Cu + Cu dans le bras Sud.	113

IV.8	Spectres de masse invariante de l'ensemble de la statistique disponible pour le <i>Run 5</i> Cu + Cu dans le bras Nord.	114
IV.9	Spectres de masse $N_{++} - N_{++}^{mixed}$ (à gauche), $N_{--} - N_{--}^{mixed}$ (au milieu) et $N_{+-} - N_{+-}^{mixed}$ (à droite) obtenus par la méthode d' <i>event-mixing</i> lorsque les données ont été filtrées par le MUIDLL1 et le MuTr-Lvl2.	117
IV.10	Spectres de masse $N_{++} - N_{++}^{mixed}$ (à gauche), $N_{--} - N_{--}^{mixed}$ (au milieu) et $N_{+-} - N_{+-}^{mixed}$ (à droite) obtenus par la méthode d' <i>event-mixing</i> lorsque les données ont été filtrées par le MUIDLL1 uniquement.	118
V.1	Comparaison des corrections $A\mathcal{E}_{J/\psi}$ obtenues en utilisant l'ancienne et la nouvelle cartographie du MuIDLL1 pour le bras Nord	126
V.2	Dépendance en centralité des corrections $A\mathcal{E}_{J/\psi}$	127
V.3	Évolution en fonction du numéro de <i>run</i> du pourcentage d'événements <i>minimum bias</i> rejetés car n'appartenant pas à un croisement physique des paquets d'ions.	131
V.4	Distributions d'intérêt pour le <i>run</i> de référence 152099 duquel est issu le bruit de fond utilisé pour évaluer les corrections d' <i>acceptance</i> ×efficacité sur l'ensemble de la période de prise de données.	132
V.5	Distribution de coups pour chaque <i>gap</i> du MuID Sud pour deux périodes différentes.	134
V.6	Distribution de coups pour chaque station du MuTr Sud pour deux périodes différentes.	135
V.7	<i>acceptance</i> × efficacité prédite et réelle en fonction du numéro de <i>run</i> pour le bras Sud.	136
V.8	<i>acceptance</i> × efficacité prédite et réelle en fonction du numéro de <i>run</i> pour le bras Nord.	137
V.9	Rapport $A\mathcal{E}_{réelle}/A\mathcal{E}_{prédite}$ en fonction de la centralité pour chaque <i>run</i> appartenant à la première période de notre échantillon.	138
V.10	Rapport $A\mathcal{E}_{réelle}/A\mathcal{E}_{prédite}$ en fonction de la centralité pour chaque <i>run</i> appartenant à la deuxième période de notre échantillon.	139
V.11	Corrections $A\mathcal{E}_{J/\psi}$ en fonction du numéro de (bon) <i>run</i>	141
V.12	Fraction de luminosité en fonction du numéro de (bon) <i>run</i>	142
V.13	Distribution des corrections $A\mathcal{E}_{J/\psi}$ sur l'ensemble des bons <i>runs</i>	143
V.14	Corrections $A\mathcal{E}_{J/\psi}$ sur l'ensemble de la période MUIDLL1 3/5 en fonction du nombre de FEMs non-opérationnelles du MuTr.	145
V.15	Corrections $A\mathcal{E}_{J/\psi}$ sur l'ensemble de la période MUIDLL1 4/5 en fonction du nombre de FEMs non-opérationnelles du MuTr.	146
V.16	Dispersion du rapport $A\mathcal{E}_{réelle}/A\mathcal{E}_{prédite}$ sur un échantillon de 33 <i>runs</i> équitablement répartis sur l'ensemble de la période de prise de données.	147
V.17	Corrections $A\mathcal{E}_{J/\psi}$ sur l'ensemble des bons <i>runs</i> en fonction de la centralité	150
V.18	Dépendance en p_T des corrections $A\mathcal{E}_{J/\psi}$ sur l'ensemble des bons <i>runs</i>	151
V.19	Dépendance en p_T et par tranche de centralité des corrections $A\mathcal{E}_{J/\psi}$ sur l'ensemble des bons <i>runs</i>	152

V.20	Dépendance en rapidité des corrections $A\epsilon_{J/\psi}$ sur l'ensemble des bons <i>runs</i>	154
V.21	Dépendance en rapidité et par tranche de centralité des corrections $A\epsilon_{J/\psi}$ sur l'ensemble des bons <i>runs</i>	155
V.22	Distributions en rapidité possibles des J/ψ Monte Carlo selon la distribution de partons choisie au niveau de PYTHIA.	157
V.23	Rapport entre les corrections d'acceptance×efficacité obtenues selon que des J/ψ Monte Carlo ou des événements p + p en or sont insérés dans des données réelles Au + Au.	158
VI.1	Dépendance en centralité du taux de production du J/ψ en fonction du nombre de nucléons participants dans les collisions Cu + Cu.	168
VI.2	Dépendance en centralité du facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction du nombre de nucléons participants dans les collisions Cu + Cu.	169
VI.3	Dépendance en centralité du facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction du nombre de nucléons participants mesuré en Cu + Cu et en d + Au.	170
VI.4	Dépendance en centralité du facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction du nombre de nucléons participants mesuré en Cu + Cu et en Au + Au.	171
VI.5	Dépendance en centralité du rapport du facteur de modification nucléaire du J/ψ mesuré à $y \sim 1.7$ sur celui mesuré à $y \sim 0$	172
VI.6	Comparaison de l'allure et de l'amplitude de la suppression du J/ψ en fonction de la centralité selon qu'elle ait été mesurée au RHIC, dans les collisions Cu + Cu, ou au SPS, dans les collisions S + U.	175
VI.7	Comparaison de l'allure et de l'amplitude de la suppression du J/ψ en fonction de la centralité selon qu'elle ait été mesurée à mi-rapidité au RHIC, dans les collisions Au + Au, ou au SPS, dans les collisions In + In et Pb + Pb.	175
VI.8	Comparaison des rapports R_{CuCu}/R_{SU} et $R_{AuAu}^{forward}/R_{AuAu}^{mid}$ (carrés noirs) en fonction du nombre de nucléons participants dans la collision.	176
VI.9	Taux de production du J/ψ en fonction de la rapidité en p + p et pour les différentes tranches de centralité en Cu + Cu et Au + Au.	178
VI.10	Facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction de la rapidité pour quatre différentes tranches de centralité des collisions Cu + Cu et Au + Au.	179
VI.11	Distributions invariantes du p_T des $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ pour différentes tranches de centralité des collisions Cu + Cu.	181
VI.12	Évolution du $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ en fonction de N_{part} ou en fonction de N_{coll} mesuré lors des collisions p + p et Cu + Cu uniquement (à gauche) et Au + Au (à droite).	183
VI.13	Facteur de modification nucléaire du J/ψ en fonction de l'impulsion transverse pour quatre différentes tranches de centralité des collisions Cu + Cu et Au + Au.	185

VI.14	Comparaison de la dépendance en centralité de la suppression du J/ψ , observée vers l'avant en terme de rapidité, dans les collisions Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV à différentes modélisations des effets nucléaires froids.	187
VI.15	Comparaison de la dépendance en centralité de la suppression du J/ψ , observée vers l'avant en terme de rapidité, dans les collisions Cu + Cu et Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV à différentes modélisations des effets nucléaires froids.	188
VI.16	Dépendance en centralité de la suppression du J/ψ , observée à rapidité centrale ou vers l'avant dans les collisions Au + Au, observée vers l'avant uniquement dans les collisions Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, comparée à la modélisation EKS <i>shadowing</i> des effets nucléaires froids.	190
VI.17	Dépendance en centralité du facteur de modification nucléaire normalisé par les effets froids évalués selon le modèle EKS <i>shadowing</i> .	191
VI.18	Comparaison du facteur de modification nucléaire et des effets froids au RHIC et au SPS. Les effets froids sont évalués selon le modèle EKS <i>shadowing</i> à RHIC, et selon une absorption nucléaire de section efficace $4, 18 \pm 0, 35$ mb au SPS.	192
VI.19	Confrontation du modèle des co-voyageurs aux résultats expérimentaux du RHIC sur la dépendance en centralité de la suppression du J/ψ dans les collisions Cu + Cu et Au + Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.	193
VI.20	Dépendance en centralité de la suppression du J/ψ observée au RHIC comparée aux prédictions de différents modèles de dissociation du J/ψ de manière dynamique par les partons du bain thermique du QGP.	198
VI.21	Dépendance en rapidité de la section efficace de production du charme dans les collisions p + p, calculée selon pQCD ou mesuré par PHENIX et STAR.	200
VI.22	Compétition entre les processus de suppression et de recombinaison du J/ψ dans le QGP et comparaison de leur somme au facteur de modification nucléaire du J/ψ mesuré dans les collisions Au + Au à mi-rapidité au RHIC.	203
VI.23	Comparaison de la distribution en rapidité de la production du J/ψ en l'absence de recombinaison et dans le cas extrême où toutes les J/ψ sont formés par recombinaison.	204
VI.24	Évolution du $\langle p_T^2 \rangle$ des J/ψ en fonction de N_{coll} mesuré dans divers types de systèmes à RHIC et comparé à l'évolution prédite par [132] selon que les J/ψ soient produits ou pas par recombinaison.	205
VI.25	Dépendance de la suppression R_{AA}/CNM du J/ψ , normalisée par les effets froids, avec la densité d'énergie $\varepsilon_{Bj} \times \tau_0$ multipliée par le temps initial τ_0 au RHIC et au SPS.	208
A.1	Vue dans le plan transverse d'une collision d'ions lourds à un paramètre d'impact \vec{b} quelconque.	216

B.1	Distributions de la centralité et du z_{vtx} pour le <i>run</i> de référence 152099 utilisé pour l'évaluation de l' <i>acceptance</i> \times efficacité.	221
B.2	Distributions cinématiques de l'ensemble des J/ψ engendrés par PYTHIA et du sous-ensemble dont les muons de désintégration pointent vers l'acceptance géométrique des bras muons.	223
B.3	Distribution <i>gap</i> par <i>gap</i> des charges totales sur les clusters pour chaque station du MuTr Sud	225
B.4	Distribution <i>gap</i> par <i>gap</i> des charges totales sur les clusters pour chaque station du MuTr Nord	226
B.5	Comparaison des valeurs des corrections $A\epsilon_{J/\psi}$ obtenues en utilisant les efficacités préliminaires et finales pour les tubes du MuID.	228
B.6	Dépendance en p_T des corrections $A\epsilon_{J/\psi}$	230
B.7	Dépendance en p_T et par tranche de centralité des corrections $A\epsilon_{J/\psi}$	230
B.8	Dépendance en rapidité des corrections $A\epsilon_{J/\psi}$	232
B.9	Dépendance en rapidité et par tranche de centralité des corrections $A\epsilon_{J/\psi}$	232

Liste des tableaux

I.1	Les prises de données à RHIC.	14
I.2	Densités d'énergie estimées (ou attendues) pour différentes énergies et différentes collisions. Le temps de formation est fixé à $\tau_0=1$ fm/c. . . .	26
II.1	Fraction $F_{\chi_{cJ}}$ de J/ψ issus de la désintégration $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi\gamma$ mesurée dans divers types de collisions et à différentes énergies \sqrt{s} disponibles dans le centre de masse.	31
II.2	Sections efficaces de production du J/ψ mesurées dans les collisions $p + A$ et $\bar{p} + A$, à énergie croissante du faisceau et par différentes expériences sur cible fixe.	37
III.1	Luminosité intégrée et nombre de J/ψ (dans les canaux de désintégration e^+e^- et $\mu^+\mu^-$) collectés par l'expérience PHENIX au cours des différentes campagnes de prise de données à RHIC.	59
III.2	Angles stéréoscopiques mesurés entre la direction radiale et la direction des pistes de cathodes.	74
III.3	Nombre de FEM par bras et par station pour le MuTr.	78
III.4	Impulsion minimale nécessaire à un muon pour atteindre un plan de détection donné du MuID en fonction de l'épaisseur et de la nature de l'absorbeur traversée.	82
IV.1	Taux de rejet du MUIDLL1 et du MuTr-Lvl2 sur des données de biais minimum <i>Run 5</i> Cu + Cu.	98
IV.2	Efficacités du MUIDLL1 et du MuTr-Lvl2 sur des J/ψ Monte Carlo reconstituables insérés dans des données de biais minimum du <i>Run 5</i> Cu + Cu.	100
IV.3	Taille de la fenêtre de recherche d'aggrégats au niveau de chaque station du bras Sud du MuTr.	106
IV.4	Résumé des critères requis lors du filtrage par le système de déclenchement de niveau 2 associé au MuTr.	109
V.1	Nombre de FEM du MuTr non-opérationnel pour différents runs . .	129

V.2	Corrections $A\mathcal{E}_{J/\psi}$ moyennées sur l'ensemble des bons <i>runs</i> en fonction de la centralité	149
V.3	Tableau récapitulatif des sources d'erreurs systématiques sur l'évaluation des facteurs de correction d'acceptance \times efficacité.	159
VI.1	Tableau récapitulatif des sources d'erreurs sur l'évaluation du taux de production et/ou sur le facteur de modification nucléaire du J/ψ dans les collisions Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.	164
VI.2	Tableau récapitulant la valeur relative totale pour chaque type d'erreur sur le taux de production et le facteur de modification nucléaire du J/ψ dans les collisions Cu + Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.	165
VI.3	Valeurs publiées du RMS de la distribution en rapidité des J/ψ , calculés numériquement selon l'expression (VI.5) avec les mesures faites à mi-rapidité, en p + p et pour différentes tranches en centralité en Au + Au.	180
VI.4	RMS de la distribution en rapidité des J/ψ , calculés numériquement sans les mesures faites à mi-rapidité, en p + p et pour différentes tranches en centralité en Cu + Cu et Au + Au.	180
VI.5	Valeurs du $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ rangées par N_{coll} décroissant, mesurées dans les deux domaines de rapidité (à mi-rapidité et vers l'avant), et extraites numériquement du spectre en p_T des J/ψ produits lors des collisions p + p, Cu + Cu et Au + Au.	184
VI.6	Énergie de liaison de différents <i>charmonia</i> et leur température T_d de dissociation respective dans le QGP.	206
A.1	Valeurs moyennes $\langle N_{coll}^i \rangle$, $\langle N_{part}^i \rangle$ et $\langle b^i \rangle$ par tranche de centralité dans les collisions Au + Au.	218
A.2	Valeurs moyennes $\langle N_{coll}^i \rangle$, $\langle N_{part}^i \rangle$ et $\langle b^i \rangle$ par tranche de centralité dans les collisions Cu + Cu.	218
B.1	Nombre de FEMs du MuTr non-opérationnelles pour le <i>run</i> de référence	220
B.2	Valeurs préliminaires et finales des efficacités moyennes par bi-pack de tubes du MuID et par plan de mesure	227
B.3	Dépendance en centralité des corrections $A\mathcal{E}_{J/\psi}$ pour le <i>run</i> de référence	229
C.1	Corrections $A\mathcal{E}_{J/\psi}$ moyennées sur l'ensemble des bons <i>runs</i> en fonction de l'impulsion transverse.	233
C.2	Corrections $A\mathcal{E}_{J/\psi}$ moyennées sur l'ensemble des bons <i>runs</i> en fonction de l'impulsion transverse et par tranche de centralité.	234
C.3	Corrections $A\mathcal{E}_{J/\psi}$ moyennées sur l'ensemble des bons <i>runs</i> en fonction de la rapidité.	234
C.4	Corrections $A\mathcal{E}_{J/\psi}$ moyennées sur l'ensemble des bons <i>runs</i> en fonction de la rapidité et par tranche de centralité.	235
D.1	Paramètres de Woods-Saxon pour différents noyaux	238

Bibliographie

- [1] H. Fritzsch, M. Gell-Mann and H. Leutwyler, *Advantages of the Color Octet Gluon Picture*, Phys. Lett. **B47**, 365 (1973).
- [2] W. Greiner and A. Schaeffer, *Quantum chromodynamics*, Springer, 1997.
- [3] M. Gell-Mann, *A Schematic Model of Baryons and Mesons*, Phys. Lett. **8**, 214 (1964).
- [4] W. Zweig, *An $SU(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking*, CERN TH **401**, 412 (1964), Published in 'Developments in the Quark Theory of Hadrons' Volume 1. Edited by D.B. Lichtenberg and S.P. Rosen. Hadronic Press, Noantum, Mass., 1980.
- [5] F. Halzen and A. Martin, *Quark and leptons*, Wiley, 1984.
- [6] S. Bethke, *Experimental tests of asymptotic freedom*, Prog. Part. Nucl. Phys. **58**, 351–386 (2007), hep-ex/0606035.
- [7] R. P. Feynman, *Partons*, In *Pakvasa, S. (Ed.), Tuan, S.f. (Ed.) : Hawaii Topical Conference In Particle Physics, Vol 1*, 329-424.
- [8] F. E. Close, *An introduction to quarks and partons*, Academic Press, 1979.
- [9] D. J. Gross and F. Wilczek, *Ultraviolet behaviour of non-abelian gauge theories*, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973).
- [10] D. J. Gross and F. Wilczek, *Asymptotically Free Gauge Theories. 1*, Phys. Rev. D **8**, 3633 (1973).
- [11] H. D. Politzer, *Reliable perturbative results for strong interactions ?*, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973).
- [12] S. Bethke, *$\alpha(s)$ at Zinnowitz 2004*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **135**, 345–352 (2004), hep-ex/0407021.
- [13] J. C. Collins and M. J. Perry, *Superdense matter : neutrons or asymptotically free quarks ?*, Phys. Rev. Lett. **34**, 1353 (1975).

- [14] M. Cheng et al., *The transition temperature in QCD*, Phys. Rev. D **74**, 054507 (2006), hep-lat/0608013.
- [15] F. Karsch and E. Laermann, *Thermodynamics and in-medium hadron properties from lattice QCD*, (2003), hep-lat/0305025, Prepared for Quark-Gluon Plasma III, R. Hwa (ed.). In *Hwa, R.C. (ed.) et al. : Quark gluon plasma* 1-59.
- [16] S. D. Katz, *Equation of state from lattice QCD*, Nucl. Phys. **A774**, 159–168 (2006), hep-ph/0511166.
- [17] C. R. Allton et al., *The equation of state for two flavor QCD at non-zero chemical potential*, Phys. Rev. D **68**, 014507 (2003), hep-lat/0305007.
- [18] M. A. Stephanov, *QCD phase diagram : an overview*, PoS(LAT2006)024, hep-lat/0701002, XXIV International Symposium on Lattice Field Theory (2006), Arizona, USA.
- [19] H. Satz, *Colour deconfinement and quarkonium binding*, J. Phys. G **32**, R25 (2006), hep-ph/0512217.
- [20] R. Vogt, *J/ψ production and suppression*, Phys. Rept. **310**, 197–260 (1999).
- [21] H. Satz, *Colour deconfinement in nuclear collisions*, Rept. Prog. Phys. **63**, 1511 (2000), hep-ph/0007069.
- [22] O. Kaczmarek and F. Zantow, *Static quark anti-quark interactions in zero and finite temperature QCD. I : Heavy quark free energies, running coupling and quarkonium binding*, Phys. Rev. D **71**, 114510 (2005), hep-lat/0503017.
- [23] P. Braun-Munzinger, K. Redlich and J. Stachel, *Particle production in heavy ion collisions*, (2003), nucl-th/0304013, Published in Quark Gluon Plasma 3, eds. R.C. Hwa and Xin-Nian Wang, World Scientific Publishing. In *Hwa, R.C. (ed.) et al. : Quark gluon plasma* 491-599.
- [24] R. V. Gavai and S. Gupta, *The critical end point of QCD*, Phys. Rev. D **71**, 114014 (2005), hep-lat/0412035.
- [25] M. G. Alford, *Color superconductivity and the strange quark*, AIP Conf. Proc. **806**, 293–302 (2006), nucl-th/0512005.
- [26] P. Petreczky, *QCD thermodynamics on lattice*, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **140**, 78–91 (2005), hep-lat/0409139.
- [27] T. D. Lee, *Abnormal nuclear states and vacuum excitation*, Rev. Mod. Phys. **47**(2), 267–275 (Apr 1975).
- [28] D. d’Enterria, *Quark-gluon matter*, (2006), nucl-ex/0611012, Invited topical review, submitted to J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.
- [29] R. J. Glauber, *Lectures in Theoretical Physics*, volume 1, chapter High energy collision theory, page 315, Interscience Publishers (New York), 1959.

-
- [30] I. G. Bearden et al. (BRAHMS Collaboration), *Nuclear stopping in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Phys. Rev. Lett. **93**, 102301 (2004), nucl-ex/0312023.
- [31] B. B. Back et al. (PHOBOS Collaboration), *The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC*, Nucl. Phys. A **757**, 28–101 (2005), nucl-ex/0410022.
- [32] K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), *Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC : Experimental evaluation by the PHENIX collaboration*, Nucl. Phys. **A757**, 184–283 (2005), nucl-ex/0410003.
- [33] M. J. Tannenbaum, *Recent results in relativistic heavy ion collisions : From ‘a new state of matter’ to ‘the perfect fluid’*, Rept. Prog. Phys. **69**, 2005–2060 (2006), nucl-ex/0603003.
- [34] B. B. Back et al. (PHOBOS Collaboration), *Charged-particle pseudorapidity distributions in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ GeV*, Phys. Rev. **C74**, 021901 (2006), nucl-ex/0509034.
- [35] W.-M. Yao et al., *Review of Particle Physics*, Journal of Physics G **33**, 1+ (2006).
- [36] S. S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), *Centrality dependence of charm production from single electrons measurement in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Phys. Rev. Lett. **94**, 082301 (2005), nucl-ex/0409028.
- [37] G. Roland et al. (PHOBOS Collaboration), *New results from the PHOBOS experiment*, Nucl. Phys. **A774**, 113–128 (2006), nucl-ex/0510042.
- [38] J. Adams et al. (STAR Collaboration), *Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma : The STAR collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions*, Nucl. Phys. **A757**, 102–183 (2005), nucl-ex/0501009.
- [39] I. Arsene et al. (BRAHMS Collaboration), *Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC ? The perspective from the BRAHMS experiment*, Nucl. Phys. **A757**, 1–27 (2005), nucl-ex/0410020.
- [40] T. Matsui and H. Satz, *J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation*, Phys. Lett. **B178**, 416 (1986).
- [41] B. Alessandro et al. (NA50 Collaboration), *A new measurement of J/ψ suppression in Pb-Pb collisions at 158 GeV per nucleon*, Eur. Phys. J. **C39**, 335–345 (2005), hep-ex/0412036.
- [42] E. Eichten, S. Godfrey, H. Mahlke and J. L. Rosner, *Quarkonia and their transitions*, (2007), hep-ph/0701208.
- [43] I. Abt et al. (HERA-B Collaboration), *A measurement of the ψ' to J/ψ production ratio in 920 GeV proton-nucleus interactions*, Eur. Phys. J. **C49**, 545–558 (2007), hep-ex/0607046.

- [44] R. Gavai et al., *Quarkonium production in hadronic collisions*, Int. J. Mod. Phys. **A10**, 3043–3070 (1995), hep-ph/9502270.
- [45] F. Maltoni et al., *Analysis of charmonium production at fixed-target experiments in the NRQCD approach*, Phys. Lett. **B638**, 202–208 (2006), hep-ph/0601203.
- [46] I. Abt et al. (HERA-B Collaboration), *J/ψ production via χ_c decays in 920 GeV pA interactions*, Phys. Lett. B **561**, 61–72 (2003), hep-ex/0211033.
- [47] P. Faccioli, *Charmonium, open charm and beauty production at HERA-B*, Nucl. Phys. A **783**, e1–e8 (2007).
- [48] F. Abe et al. (CDF Collaboration), *Production of J/ψ mesons from χ_c meson decays in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **79**, 578–583 (1997).
- [49] G. T. Bodwin, *Factorization of the Drell-Yan Cross-Section in Perturbation Theory*, Phys. Rev. **D31**, 2616 (1985).
- [50] J. C. Collins, D. E. Soper and G. Sterman, *Factorization of Hard Processes in QCD*, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **5**, 1–91 (1988), hep-ph/0409313.
- [51] J.-w. Qiu and G. Sterman, *Power corrections in hadronic scattering. 1. Leading $1/Q^2$ corrections to the Drell-Yan cross-section*, Nucl. Phys. **B353**, 105–136 (1991).
- [52] J.-w. Qiu and G. Sterman, *Power corrections to hadronic scattering. 2. Factorization*, Nucl. Phys. **B353**, 137–164 (1991).
- [53] L. V. Gribov, E. M. Levin and M. G. Ryskin, *Semihard Processes in QCD*, Phys. Rept. **100**, 1–150 (1983).
- [54] E. M. Levin, M. G. Ryskin, Y. M. Shabelski and A. G. Shuvaev, *Heavy quark production in parton model and in QCD*, Sov. J. Nucl. Phys. **54**, 867–871 (1991).
- [55] S. P. Baranov, *Highlights from the k_T -factorization approach on the quarkonium production puzzles*, Phys. Rev. **D66**, 114003 (2002).
- [56] C. Lourenço and H. K. Wohri, *Heavy flavour hadro-production from fixed-target to collider energies*, Phys. Rept. **433**, 127–180 (2006), hep-ph/0609101.
- [57] J. Pumplin et al. (CTEQ Collaboration), *New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis*, JHEP **07**, 012 (2002), hep-ph/0201195.
- [58] H. L. Lai et al. (CTEQ Collaboration), *Global QCD analysis of parton structure of the nucleon : CTEQ5 parton distributions*, Eur. Phys. J. **C12**, 375–392 (2000), hep-ph/9903282.
- [59] M. Gluck, E. Reya and A. Vogt, *Dynamical parton distributions revisited*, Eur. Phys. J. **C5**, 461–470 (1998), hep-ph/9806404.

-
- [60] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling and R. S. Thorne, *MRST2001 : Partons and alpha(s) from precise deep inelastic scattering and Tevatron jet data*, Eur. Phys. J. **C23**, 73–87 (2002), hep-ph/0110215.
 - [61] H. Plathow-Besch, *PDFLIB : A Library of all available parton density functions of the nucleon, the pion and the photon and the corresponding α_s calculations*, Comput. Phys. Commun. **75**, 396–416 (1993).
 - [62] G. A. Schuler, *Quarkonium production and decays*, Report. No. CERN-TH 7170/94 (1994), hep-ph/9403387.
 - [63] J. J. Aubert et al. (E598 Collaboration), *Experimental Observation of a Heavy Particle J*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1404–1406 (1974).
 - [64] J. E. Augustin et al. (SLAC-SP-017 Collaboration), *Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1406–1408 (1974).
 - [65] J. P. Lansberg, *J/ψ , ψ' and Υ production at hadron colliders : a review*, Int. J. Mod. Phys. **A21**, 3857–3916 (2006), hep-ph/0602091.
 - [66] N. Brambilla et al. (Quarkonium Working Group Collaboration), *Heavy quarkonium physics*, (2004), hep-ph/0412158.
 - [67] M. Kramer, *Quarkonium production at high-energy colliders*, Prog. Part. Nucl. Phys. **47**, 141–201 (2001), hep-ph/0106120.
 - [68] G. T. Bodwin, E. Braaten and J. Lee, *Comparison of the color-evaporation model and the NRQCD factorization approach in charmonium production*, Phys. Rev. D **72**, 014004 (2005), hep-ph/0504014.
 - [69] G. T. Bodwin, E. Braaten and G. P. Lepage, *Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium*, Phys. Rev. **D51**, 1125–1171 (1995), hep-ph/9407339.
 - [70] G. P. Lepage, L. Magnea, C. Nakhleh, U. Magnea and K. Hornbostel, *Improved nonrelativistic QCD for heavy quark physics*, Phys. Rev. **D46**, 4052–4067 (1992), hep-lat/9205007.
 - [71] P. Cho and A. K. Leibovich, *Color-octet quarkonia production*, Phys. Rev. **D53**, 150–162 (1996), hep-ph/9505329.
 - [72] A. Abulencia (CDF Collaboration), *Polarization of J/ψ and $\psi(2S)$ Mesons Produced in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **99**, 132001 (2007), arXiv :0704.0638 [hep-ex].
 - [73] A. Adare (PHENIX Collaboration), *J/ψ production versus transverse momentum and rapidity in $p + p$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, (2006), hep-ex/0611020.
 - [74] F. Cooper, M. X. Liu and G. C. Nayak, *J/ψ production in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV at RHIC*, Phys. Rev. Lett. **93**, 171801 (2004), hep-ph/0402219.

- [75] G. C. Nayak, M. X. Liu and F. Cooper, *Color octet contribution to high p_T J/ψ production in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 500$ GeV and 200 GeV at RHIC*, Phys. Rev. D **68**, 034003 (2003), hep-ph/0302095.
- [76] R. Vogt, *Shadowing and absorption effects on J/ψ production in dA collisions*, Phys. Rev. **C71**, 054902 (2005), hep-ph/0411378.
- [77] R. Vogt, *Baseline cold matter effects on J/ψ production in A A collisions*, Acta Phys. Hung. **A25**, 97–103 (2006), nucl-th/0507027.
- [78] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen and P. V. Ruuskanen, *Scale evolution of nuclear parton distributions*, Nucl. Phys. **B535**, 351–371 (1998), hep-ph/9802350.
- [79] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen and C. A. Salgado, *The scale dependent nuclear effects in parton distributions for practical applications*, Eur. Phys. J. **C9**, 61–68 (1999), hep-ph/9807297.
- [80] G. Altarelli and G. Parisi, *Asymptotic freedom in parton language*, Nucl. Phys. **B126**, 298–318 (1977).
- [81] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, *Deep inelastic $e + p$ scattering in perturbation theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 438–450 (1972).
- [82] Y. L. Dokshitzer, *Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and $e+ e-$ Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics.*, Sov. Phys. JETP **46**, 641–653 (1977).
- [83] A. Capella and E. G. Ferreira, *Why does the J/ψ nuclear absorption decrease with increasing energy ?*, (2006), hep-ph/0610313.
- [84] M. Arneodo, *Nuclear effects in structure functions*, Phys. Rept. **240**, 301–393 (1994).
- [85] N. Armesto, *Nuclear shadowing*, J. Phys. **G32**, R367–R394 (2006), hep-ph/0604108.
- [86] A. Capella and E. G. Ferreira, *J/ψ suppression at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV in the comovers interaction model*, Eur. Phys. J. **C42**, 419–424 (2005), hep-ph/0505032.
- [87] V. N. Gribov, *Glauber corrections and the interaction between high-energy hadrons and nuclei*, Sov. Phys. JETP **29**, 483–487 (1969).
- [88] V. A. Abramovsky, V. N. Gribov and O. V. Kancheli, *Character of inclusive spectra and fluctuations produced in inelastic processes by multi-pomeron exchange*, Sov. J. Nucl. Phys. **18**, 308–317 (1974).
- [89] B. Alessandro et al. (NA50 Collaboration), *J/ψ and ψ' production and their normal nuclear absorption in proton-nucleus collisions at 400 GeV*, Accepted for publication in Eur. Phys. J. (2006), nucl-ex/0612012.

-
- [90] B. Alessandro et al. (NA50 Collaboration), *Charmonium production and nuclear absorption in $p + A$ interactions at 450 GeV*, Eur. Phys. J. **C33**, 31–40 (2004).
 - [91] S. S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), *J/ψ production and nuclear effects for $d + Au$ and $p + p$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Phys. Rev. Lett. **96**, 012304 (2006), nucl-ex/0507032.
 - [92] H. Hahn et al., *The RHIC design overview*, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 245 (2003).
 - [93] B. B. Back et al. (PHOBOS Collaboration), *The PHOBOS detector at RHIC*, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 603 (2003).
 - [94] M. Adamczyk et al. (BRAHMS Collaboration), *The BRAHMS detector at RHIC*, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 437 (2003).
 - [95] K. H. Ackermann et al. (STAR Collaboration), *STAR detector overview*, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 624 (2003).
 - [96] K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), *PHENIX detector overview*, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 469 (2003).
 - [97] S. S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), *J/ψ Production in Au-Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Phys. Rev. C **69**, 014901 (2004), nucl-ex/0305030.
 - [98] S. S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), *J/ψ production from proton-proton collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Phys. Rev. Lett. **92**, 051802 (2004), hep-ex/0307019.
 - [99] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), *J/ψ production vs centrality, transverse momentum, and rapidity in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, (2006), nucl-ex/0611020.
 - [100] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), *J/ψ production in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Cu + Cu collisions*, article en préparation (2007).
 - [101] H. Pereira Da Costa (PHENIX Collaboration), *PHENIX results on J/ψ production in Au + Au and Cu + Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Quark Matter 2005 (QM 2005), Budapest, Hongrie, 2005.
 - [102] C. Adler et al., *The RHIC zero-degree calorimeters*, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 433 (2003).
 - [103] PHENIX Analysis Note AN461, *Centrality determination using BBC in Au + Au and Cu + Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, 2005.
 - [104] M. Allen et al. (PHENIX Collaboration), *PHENIX inner detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 549 (2003).
 - [105] PHENIX Analysis Note AN387, *PHENIX Run5 Copper-Copper 200 GeV minimum bias and centrality determination*, 2005.

- [106] R. D. Woods and D. S. Saxon, *Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering*, Phys. Rev. **95**(2), 577 (1954).
- [107] K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), *PHENIX central arm tracking detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 489 (2003).
- [108] M. Aizawa et al. (PHENIX Collaboration), *PHENIX central arm particle ID detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 508 (2003).
- [109] L. Aphecetche et al. (PHENIX Collaboration), *PHENIX calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 521 (2003).
- [110] H. Akikawa et al. (PHENIX Collaboration), *PHENIX muon arms*, Nucl. Instr. and Meth. A **499**, 537 (2003).
- [111] PHENIX Analysis Note AN392, *Dimuon level2 offline trigger performances for Run4 Au + Au collisions at 200 GeV/nucleon*, 2005.
- [112] PHENIX Technical Note TN405, *Kalman filter for track and vertex fitting in the PHENIX muon spectrometers*, 2003.
- [113] Y. Cobigo, *Production du J/ψ dans les collisions proton-proton et deuteron-or à 200 GeV dans le centre de masse nucléon-nucléon*, PhD thesis, Université Claude Bernard - Lyon I, 2004.
- [114] PHENIX Analysis Note AN406, *Preliminary measurement of forward rapidity $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ production in Run5 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Cu + Cu collisions*, 2005.
- [115] PHENIX Analysis Note AN637, *Measurement of forward rapidity $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ production in Run5 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Cu + Cu collisions*, 2007.
- [116] PHENIX Analysis Note AN648, *Acceptance \times efficiency determination for the forward rapidity $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ production in Run 5 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Cu + Cu collisions*.
- [117] PHENIX Analysis Note AN587, *Forward rapidity J/ψ production in Run4 Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, final analysis note*, 2007.
- [118] S. Gadrat, *Étude de la production du charme ouvert et de Drell-Yan dans les collisions $p + p$ à 200 GeV avec le détecteur PHENIX à RHIC*, PhD thesis, Université Blaise Pascal, 2005.
- [119] P. L. McGaughey, J. M. Moss and J. C. Peng, *High-energy hadron-induced dilepton production from nucleons and nuclei*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **49**, 217–253 (1999), hep-ph/9905409.
- [120] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen and R. Vogt, *Obtaining the nuclear gluon distribution from heavy quark decays to lepton pairs in $p A$ collisions*, Nucl. Phys. **A696**, 729–746 (2001), hep-ph/0104124.

-
- [121] PHENIX Analysis Note AN503, *PHENIX Run4 Au + Au J/ψ signal extraction via dimuons and associated systematic errors in support of PHENIX final status*, 2006.
 - [122] PHENIX Analysis Note AN504, *Acceptance and reconstruction efficiency determination for the $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ analysis in 200 GeV Run4 Au + Au*, 2006.
 - [123] V. N. Tram, *Étude de la production du J/ψ dans les collisions or-or à 200 GeV par paire de nucléons dans l'expérience PHENIX*, PhD thesis, École Polytechnique, 2006.
 - [124] PHENIX Analysis Note AN408, *Forward rapidity J/ψ production in Run4 $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au + Au collisions*, 2005.
 - [125] M. C. Abreu et al. (NA38 Collaboration), *J/ψ , ψ' and Drell-Yan production in S-U interactions at 200 GeV per nucleon*, Phys. Lett. **B449**, 128–136 (1999).
 - [126] R. Arnaldi et al. (NA60 Collaboration), *J/ψ suppression in In-In collisions at 158 GeV/nucleon*, Nucl. Phys. **A783**, 261–268 (2007), nucl-ex/0701033.
 - [127] E. Scomparin (NA60 Collaboration), *J/ψ production in In-In and p-A collisions*, (2007), nucl-ex/0703030.
 - [128] A. Capella, U. Sukhatme, C.-I. Tan and J. Tran Thanh Van, *Dual parton model*, Phys. Rept. **236**, 225–329 (1994).
 - [129] S. S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), *Systematic studies of the centrality and $\sqrt{s_{NN}}$ dependence of $dE_T/d\eta$ and $dN_{ch}/d\eta$ in heavy ion collisions at mid-rapidity*, Phys. Rev. **C71**, 034908 (2005), nucl-ex/0409015.
 - [130] L. Yan, P. Zhuang and N. Xu, *Competition between J/ψ suppression and regeneration in quark-gluon plasma*, Phys. Rev. Lett. **97**, 232301 (2006), nucl-th/0608010.
 - [131] L. Grandchamp and R. Rapp, *Thermal versus direct J/ψ production in ultrarelativistic heavy-ion collisions*, Phys. Lett. **B523**, 60–66 (2001), hep-ph/0103124.
 - [132] R. L. Thews, *Quarkonium production via recombination*, Nucl. Phys. **A783**, 301–308 (2007), hep-ph/0609121.
 - [133] R. L. Thews and M. L. Mangano, *Momentum spectra of charmonium produced in a quark-gluon plasma*, Phys. Rev. **C73**, 014904 (2006), nucl-th/0505055.
 - [134] R. Rapp, D. Cabrera and H. van Hees, *Charm and charmonium in the quark-gluon plasma*, (2006), nucl-th/0608033.
 - [135] L. Grandchamp and R. Rapp, *Charmonium suppression and regeneration from SPS to RHIC*, Nucl. Phys. **A709**, 415–439 (2002), hep-ph/0205305.

- [136] M. Cacciari, P. Nason and R. Vogt, *QCD predictions for charm and bottom production at RHIC*, Phys. Rev. Lett. **95**, 122001 (2005), hep-ph/0502203.
- [137] A. Adare et al. (PHENIX Collaboration), *Measurement of high- p_T single electrons from heavy-flavor decays in $p + p$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Phys. Rev. Lett. **97**, 252002 (2006), hep-ex/0609010.
- [138] J. Adams et al. (STAR Collaboration), *Open charm yields in $d + Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*, Phys. Rev. Lett. **94**, 062301 (2005), nucl-ex/0407006.
- [139] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich and J. Stachel, *Statistical hadronization of heavy quarks in ultra-relativistic nucleus nucleus collisions*, (2006), nucl-th/0611023.
- [140] F. Karsch, D. Kharzeev and H. Satz, *Sequential charmonium dissociation*, Phys. Lett. **B637**, 75–80 (2006), hep-ph/0512239.
- [141] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders and P. Steinberg, *Glauber modeling in high energy nuclear collisions*, (2007), nucl-ex/0701025.
- [142] K. J. Eskola, K. Kajantie and J. Lindfors, *Quark and gluon production in high-energy nucleus-nucleus collisions*, Nucl. Phys. B **323**, 37 (1989).
- [143] R. Nouicer, *Similarity of initial states in $A + A$ and $p + p$ collisions in constituent quarks framework*, AIP Conf. Proc. **828**, 11–16 (2006), nucl-ex/0512044.
- [144] PHENIX Analysis Note AN501, *Run5 MuID efficiency results and technical details*, 2006.